



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

STÍNĚNÍ A DETEKCE NEUTRONŮ

SHIELDING AND DETECTION OF NEUTRONS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Tomáš Černý

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Karel Katovský, Ph.D.

BRNO 2020

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Bc. Tomáš Černý

ID: 186043

Ročník: 2

Akademický rok: 2019/20

NÁZEV TÉMATU:

Stínění a detekce neutronů

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Vypracujte rešerši neutronových zdrojů
2. Popište princip moderace neutronů
3. Zpracujte metody detekce neutronů a měření vlastností neutronových polí
4. Navrhněte stínění zdrojů neutronů definovaných vedoucím práce.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. MUSÍLEK, L. Dozimetrie neutronů, ČVUT, 1998
2. KNOLL, Glenn F. Radiation detection and measurement. 3rd ed. New York: Wiley, 2000.
3. MURRAY, Raymond L. a Keith E. HOLBERT. Nuclear energy: an introduction to the concepts, systems, and applications of nuclear processes. 7th ed. Boston: Elsevier, 2015.

Termín zadání: 3.2.2020

Termín odevzdání: 1.6.2020

Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph.D.

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně / Technická 3058/10 / 616 00 / Brno

Bibliografická citace práce:

ČERNÝ, T. Stínění a detekce neutronů. Diplomová práce. Brno: Ústav elektroenergetiky FEKT VUT v Brně, 2020, 60 stran.

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval svému vedoucímu diplomové práce, Ing. Karlovi Katovskému, Ph.D. za odborné vedení, rady, konzultace, připomínky a veškerý čas věnovaný v laboratoři ionizujícího záření a při vypracování této práce. Také chci poděkovat Ing. Dušanu Královi za pomoc při práci v laboratoři a za rady při řešení problémů spojenými s programováním simulace v kódu MCNP.

ABSTRAKT

Diplomová práce poskytuje obecný přehled používaných neutronových zdrojů z pohledu množství emitovaných neutronů a jejich energetického spektra. Jsou popsány reakce neutronů s látkami, jedná se zejména o neutronový rozptyl a radiační záchyt. Dále jsou uvedeny možnosti detekce a spektrometrie neutronů. Experimentální část se zabývá návrhem vhodných stínících materiálů a analýzou moderovaného energetického spektra neutronového toku. Vlastnosti neutronového pole byly změřeny pomocí aktivačních detektorů. Následně byla provedena simulace problému v programu MCNP. V závěru jsou dosažené výsledky porovnány a zhodnoceny.

KLÍČOVÁ SLOVA: neutronové zdroje; detekce; spektrometrie; moderace; absorpce; spektrum hustoty neutronového toku; neutronové aktivační měření; gama záření; MCNP

ABSTRACT

The master's thesis provides an overview of available neutron sources in terms of neutron yields and energy spectrum of emitted neutrons. Reactions of neutrons with matter, especially neutron scattering and radiation capture, are described. The possibilities neutron neutron detection and spectrometry are also described. The following experiment deals with a design of suitable shielding materials and the analysis of the moderated energy spectrum of neutron flux. The properties of the neutron field were measured using detection by activation. Subsequently, a simulation of the problem was performed in the MCNP program. In the end, the achieved results are compared and evaluated.

KEY WORDS:

neutron sources; detection; spectrometry; moderation; absorption; neutron flux density spectrum; neutron detection by activation; gamma rays; MCNP

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	7
SEZNAM TABULEK	9
1 ÚVOD.....	10
2 NEUTRONOVÉ ZDROJE	11
2.1 RADIONUKLIDOVÉ ZDROJE	11
2.1.1 ZDROJE ZALOŽENÉ NA REAKCI (α ,N)	11
2.1.2 ZDROJE ZALOŽENÉ NA REAKCI (γ ,N).....	13
2.1.3 ZDROJE ZALOŽENÉ NA SPONTÁNNÍM ŠTĚPENÍ ^{252}Cf	13
2.2 NEUTRONOVÉ GENERÁTORY	14
2.2.1 GENERÁTORY NA PRINCIPU SLUČOVÁNÍ ČÁSTIC	15
2.2.2 GENERÁTORY NA PRINCIPU TŘÍŠTĚNÍ JADER	16
2.3 JADERNÉ REAKTORY	17
3 INTERAKCE NEUTRONŮ S LÁTKOU	19
4 DETEKCE A SPEKTROMETRIE NEUTRONŮ	22
4.1 VYUŽITÍ JADERNÝCH REAKCÍ	22
4.2 DETEKCE ODRAŽENÝCH JADER	24
4.3 AKTIVAČNÍ DETEKTORY.....	25
4.4 METODA DOBY PRŮLETU	27
4.4.1 MĚŘENÍ V OBLASTI NÍZKÝCH ENERGIÍ.....	28
4.4.2 MĚŘENÍ V OBLASTI RYCHLÝCH NEUTRONŮ.....	28
4.5 METODA DIFRAKCE NEUTRONŮ.....	28
5 PRAKTICKÁ ČÁST – ANALÝZA POSTUPNĚ MODEROVANÉHO NEUTRONOVÉHO POLE	31
5.1 NÁVRH STÍNÍČÍHO MATERIÁLU	31
5.2 NEUTRONOVÝ ZDROJ.....	32
5.3 NEUTRONOVÉ AKTIVAČNÍ MĚŘENÍ.....	33
5.4 SIMULACE V PROGRAMU MCNP	40
5.5 POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ EXPERIMENTU A SIMULACE.....	43
5.6 ENERGETICKÉ SPEKTRUM HUSTOTY NEUTRONOVÉHO TOKU	45
5.6.1 VÝSLEDKY PRO HDPE DESKY	45
5.6.2 VÝSLEDKY PRO GRAFITOVÉ DESKY	49
6 ZÁVĚR.....	55
POUŽITÁ LITERATURA	57
PŘÍLOHA A: FOTODOKUMENTACE MĚŘENÍ.....	59

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2-1 – Energetické spektrum neutronů Am-Be zdroje [1]</i>	<i>12</i>
<i>Obr. 2-2 – Energetické spektrum neutronů štěpného zdroje ^{252}Cf [1].....</i>	<i>14</i>
<i>Obr. 2-3 – Neutronové spektrum pro štěpení a tříštění jader na wolframovém terčíku [3]</i>	<i>17</i>
<i>Obr. 2-4 – Energetické spektrum neutronů ze štěpení ^{235}U [1]</i>	<i>18</i>
<i>Obr. 4-1 – Spektrum amplitud signálu detektoru s ^3He od tepelných neutronů [5].....</i>	<i>23</i>
<i>Obr. 4-2 – Spektrum amplitud signálu z detektoru s BF_3 pro velkou trubici (bez absorpci) [5] ...</i>	<i>23</i>
<i>Obr. 4-3 – Aktivita detektoru po vložení do neutronového pole o konstantním toku, detektor vyjmut z pole v čase t_0, měření aktivity probíhá v čase t_1 až t_2, upraveno dle [5].....</i>	<i>25</i>
<i>Obr. 4-4 – Neutronové spektrum za polykrystalickým filtrem [1]</i>	<i>29</i>
<i>Obr. 5-1 – Řez 3D modelem neutronového zdroje [11]</i>	<i>33</i>
<i>Obr. 5-2 – Průběh totálního účinného průřezu pro ^{115}In [12].....</i>	<i>34</i>
<i>Obr. 5-3 – Průběh totálního účinného průřezu pro ^{197}Au [12].....</i>	<i>34</i>
<i>Obr. 5-4 – Boční pohled konfiguraci HDPE desek</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 5-5 – Boční pohled na konfiguraci grafitových desek</i>	<i>35</i>
<i>Obr. 5-6 – Účinnostní kalibrační křivka [11]</i>	<i>38</i>
<i>Obr. 5-7 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro HDPE s Indiem</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5-8 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro HDPE se zlatem</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 5-9 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro grafit s Indiem</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 5-10 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro grafit se zlatem</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 5-11 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 0</i>	<i>45</i>
<i>Obr. 5-12 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 1</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 5-13 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 2</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 5-14 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 3</i>	<i>47</i>
<i>Obr. 5-15 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 4</i>	<i>47</i>
<i>Obr. 5-16 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 5</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 5-17 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 0</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 5-18 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 1</i>	<i>49</i>
<i>Obr. 5-19 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 2</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 5-20 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 3</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 5-21 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 4</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 5-22 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 5</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 5-23 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 6</i>	<i>52</i>

<i>Obr. 5-24 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 7.....</i>	<i>52</i>
<i>Obr. 5-25 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 8.....</i>	<i>53</i>
<i>Obr. 5-26 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 9.....</i>	<i>53</i>
<i>Obr. 5-27 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 10.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. 5-28 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 11.....</i>	<i>54</i>
<i>Obr. A-1 – Měření HDPE desek s aktivačními fóliemi</i>	<i>59</i>
<i>Obr. A-2 – Měření grafitových desek s aktivačními fóliemi.....</i>	<i>59</i>
<i>Obr. A-3 – Nabírání gama linek v HPGe detektoru.....</i>	<i>60</i>

SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 2-1 – Přehled vlastností neutronových zdrojů na principu reakce (α, n), upraveno dle [1] ..</i>	<i>11</i>
<i>Tab. 2-2 - Přehled vlastností neutronových zdrojů založených na reakci (γ, n), upraveno [1]</i>	<i>13</i>
<i>Tab. 3-1 – Moderační vlastnosti látek, upraveno [7].....</i>	<i>20</i>
<i>Tab. 4-1 – Jaderné reakce využívané pro detekci a spektrometrii neutronů, upraveno [1]</i>	<i>22</i>
<i>Tab. 4-2 – Přehled bezprahových aktivačních detektorů pro pomalé neutrony, upraveno [1]</i>	<i>26</i>
<i>Tab. 4-3 – Přehled prahových aktivačních detektorů pro rychlé neutrony, upraveno [1]</i>	<i>27</i>
<i>Tab. 5-1 – Rozměry použitých grafitových desek</i>	<i>32</i>
<i>Tab. 5-2 - Měření na HDPE deskách pomocí plynného detektoru ^3He</i>	<i>36</i>
<i>Tab. 5-3 – Měření na grafitových deskách pomocí plynného detektoru ^3He</i>	<i>36</i>
<i>Tab. 5-4 - Měření na HDPE deskách pomocí plynného detektoru BF_3</i>	<i>37</i>
<i>Tab. 5-5 – Měření na grafitových deskách pomocí plynného detektoru BF_3.....</i>	<i>37</i>
<i>Tab. 5-6 – Vypočtené hodnoty reakčních rychlostí pro HDPE</i>	<i>39</i>
<i>Tab. 5-7 – Vypočtené hodnoty reakčních rychlostí pro grafit.....</i>	<i>40</i>
<i>Tab. 5-8 – Výsledné hodnoty reakčních rychlostí ze simulace v MCNP pro HDPE desky.....</i>	<i>42</i>
<i>Tab. 5-9 - Výsledné hodnoty reakčních rychlostí ze simulace v MCNP pro grafitové desky.....</i>	<i>42</i>

1 ÚVOD

Diplomová práce se zabývá problematikou neutronových zdrojů, což je zařízení, které slouží k emitování neutronů v důsledku jaderných reakcí (např. rozpad jádra atomu). Postupem času byly vytvořeny další druhy těchto zdrojů, které pracují na jiném principu. Mimo zdrojů na principu spontánního štěpení a jaderných reaktorů jsou to zejména zdroje na principu urychlovačů částic. Jejich podstatnou výhodou je možnost generování velkého množství neutronů o vysokých energiích, čímž značně rostou možnosti využití. Jednotlivé druhy neutronových zdrojů jsou v práci detailně popsány a mají čtenáře informovat o principu vzniku částic, jejich energetickém spektru a vhodné aplikaci.

Neutronová detekce a spektrometrie slouží ke zjištění energetického rozložení neutronů a jejich četnosti ve svazku těchto částic. Tato informace je důležitá z hlediska dalšího nakládání s neutrony, například v oblasti radioterapie nebo radiační ochrany. Již samotná detekce těchto částic je poměrně problematická z důvodu jejich neutrálního elektrického náboje. Některé metody využívají pro další nakládání s neutrony jejich interakce s látkou, zejména rozptyl a radiační záchyt, jejichž popisem se práce také zabývá. Pro detekci lze využít například měření energie odražených jader vzniklých následkem pružného rozptylu neutronů na těchto jádrech, měření energií nabitých částic vzniklých z reakcí vyvolaných neutrony nebo aktivační metody. Neutronovou spektrometrii je zpravidla obtížné provést, jelikož neexistuje velké množství použitelných metod. Zpravidla se využívá měření doby letu částic po určité dráze nebo odfiltrování části energetického spektra a detekce četnosti neutronů.

Experimentální část se zabývá stíněním neutronového toku laboratorního neutronového zdroje ²⁴¹Am-Be. Zahrnuje popis postupu při výběru vhodného stínicího materiálu, stanovení jeho potřebné tloušťky a popis laboratorní sestavy. Následuje určení vlastností postupně moderovaného neutronového pole pomocí dvou nezávislých metod. Jako první byla zvolena aktivační metoda pomocí fólií ze zlata a india a využívá tak poznatky získané v teoretické části práce. Současně byla provedena statistická metoda analýzy neutronového pole, která zahrnuje vytvoření geometrie sestavy a simulaci v programu MCNP. Následně jsou obě metody vyhodnoceny a porovnány. Výsledky jsou doplněny analýzou závislosti energetického spektra hustoty neutronového toku na tloušťce stínicího materiálu. Cílem práce je zjistit vliv stínících materiálů na hustotu neutronového toku a její energetické spektrum.

2 NEUTRONOVÉ ZDROJE

Neutronové záření není běžně se vyskytujícím druhem záření při radioaktivní přeměně jako záření alfa, beta či gama. Proto je tedy nutné toto záření vyrobit v nějakém zdroji. V této kapitole jsou popsány nejvýznamnější neutronové zdroje jako jsou již zmíněné radionuklidové zdroje, jaderné reaktory, urychlovače částic a neutronové generátory.

2.1 Radionuklidové zdroje

Radionuklidové zdroje patří mezi zdroje, které pracují na jaderných reakcích, které vedou k emisi neutronů. Jsou založeny zejména na reakci (α, n) nebo i na reakci (γ, n). Mezi hlavní vlastnosti těchto zdrojů patří malé rozměry, snadná manipulace a údržba, široké spektrum neutronů, nízká emise neutronů a v některých případech doprovází tuto emisi významné γ záření. Z těchto důvodů jsou radionuklidové zdroje používány tam, kde je potřeba jednoduchý a přenosný zdroj. Hlavní nevýhoda těchto zdrojů spočívá nemožnost vypnutí, jelikož radioaktivní prvek se rozpadá neustále.

2.1.1 Zdroje založené na reakci (α, n)

Nejpoužívanější skupina malých přenosných zdrojů pracuje na principu (α, n) reakce. Princip spočívá v tom, že během rozpadu jednoho prvku je emitováno záření α , kterým jsou ostřelována jádra lehkého prvku, přičemž je emitováno neutronové záření. Jako zdroj záření α je možné použít jakýkoliv nuklid, který prochází alfa rozpadem. Částice α musí překonat Coulombovu bariéru jádra ostřelovaného nuklidu, která narůstá s rostoucím nukleonovým číslem. Právě z tohoto důvodu je nutné k reakci s částicí α využít pouze lehká jádra prvků (až po vápník). Nejpoužívanějším materiálem je beryllium ^9Be . [1] [5]

Jako zdroj α záření jsou využívány radioaktivní nuklidy se střední dobou života. Lze použít např. polonium ^{210}Po , které je prakticky pouze α zářičem, ale má krátký poločas rozpadu. Dále radium ^{226}Ra (silné γ záření), ^{238}Pu , ^{239}Pu nebo ^{241}Am . Například jeden gram ^{241}Am v kombinaci s ^9Be terčíkem emituje $6,8 \cdot 10^3$ neutronů/s. Vlastnosti těchto zmíněných zářičů v kombinaci s berylliem jsou uvedeny v tabulce níže. [1] [5]

Tab. 2-1 – Přehled vlastností neutronových zdrojů na principu reakce (α, n), upraveno dle [1]

Zdroj	Poločas rozpadu	Výtěžek neutronů na 10^6 primárních částic α	Počet neutronů s energií $E_n < 1,5$ MeV v procentech
$^{210}\text{Po-Be}$	138,4 dnů	73	13
$^{226}\text{Ra-Be}$	1600 roků	502	26
$^{238}\text{Pu-Be}$	87,7 roků	79	-
$^{239}\text{Pu-Be}$	24110 roků	65	11
$^{241}\text{Am-Be}$	432,2 roků	82	14

Při výběru vhodného zářiče je potřeba brát ohled zejména na poločas rozpadu a množství doprovodného γ záření. Při krátkém poločasu rozpadu poměrně rychle klesá emise neutronů

a použitelnost zdroje je časově omezená. Při dlouhém poločasu rozpadu je naopak poměrně nízká aktivita zdroje a rostou tudíž nároky na rozměry zdroje. [1]

Doprovodné γ záření je emitováno prakticky každým zdrojem. Navíc může záření vznikat i jako důsledek jaderných reakcí ve zdroji. Při reakci α částice s berylliem dojde ke vzniku ^{12}C , který při deexcitaci emituje fotony s energií 4,43 MeV v poměru 0,5 až 0,75 fotonu na jeden neutron). Větší intenzita tohoto záření je nežádoucí jak z hlediska radiační ochrany, tak s ohledem na radiační poškození materiálů. [1]

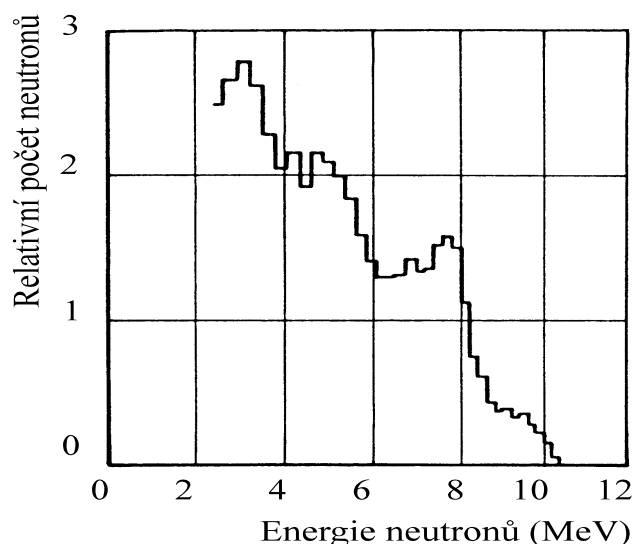
Dále je nutné brát ohled na obsah radioaktivních nečistot ve zdroji, jelikož ovlivňují přeměnovou charakteristiku zdroje. Plutoniové zdroje (například ^{239}Pu) často obsahují příměs izotopu ^{241}Pu , jehož přeměnou vzniká zdroj α záření ^{241}Am . Již přítomnost 0,7 % izotopu ^{241}Pu způsobí počáteční růst emise neutronů zdroje cca o 2 % za rok. Vzrůst emise neutronů může způsobit i moderátor obklopující zdroj. Moderátor neutrony zpomalí a rozptýlí do okolí. Neutrony, které jsou rozptýleny do zdroje, tak vyvolávají další štěpení. [1] [5]

Typická reakce α záření z radioaktivního materiálu s terčíkem z beryllia, která vede k emisi neutronů:



S rostoucí energií částic α roste i účinný průřez této reakce a roste tedy i výtěžek neutronů ze zdroje. Jelikož se většina α částic se v terčíku zastaví elektromagnetickou interakcí s elektrony beryllia, jsou výtěžky z tohoto typu zdrojů poměrně malé. Pohybují se v řádu desítek neutronů na 10^6 částic α , konkrétní hodnoty jsou uvedeny v tabulce 2-1. [1]

Výsledné spektrum neutronů z těchto zdrojů je velmi podobné. Částice před reakcí ztrácejí srážkami s elektrony různou energii, čímž vstupují do reakce s různě velkou velikostí. Tomu odpovídá i výsledné široké spektrum emitovaných neutronů. Běžné zdroje emitují řádově 10^5 až 10^8 neutronů za vteřinu. Tomu odpovídají aktivity α zářičů v řádu 10^9 až 10^{12} Bq. [1]



Obr. 2-1 – Energetické spektrum neutronů Am-Be zdroje [1]

2.1.2 Zdroje založené na reakci (γ, n)

Radionuklidové zdroje založené na reakci (γ, n) se používají jen výjimečně z důvodu nízkého výtěžku neutronů a vysokého pozadí fotonového záření. Stejně jako u zdroje typu (α, n) se opět jedná o kombinaci radioaktivního nuklidu a ostřelovaného terčíku. K emisi neutronů dochází, když energie γ záření překročí vazební energii neutronu v jádře. Vhodnou vazebnou energii neutronu pro uskutečnění této reakce má prakticky jen deuterium ^2H a beryllium ^9Be :



V ostatní jádrech je vazebná energie příliš velká. V zásadě jedinou výhodou těchto zdrojů je monoenergetické spektrum emitovaných neutronů. K tomu je na druhou stranu zapotřebí zdroje γ záření o aktivitě v řádech až 10^{12} Bq, což vede k velmi vysokému záření na pozadí. V následující tabulce jsou uvedeny zdroje s dostatečně dlouhým poločasem rozpadu. [1]

Tab. 2-2 - Přehled vlastností neutronových zdrojů založených na reakci (γ, n), upraveno [1]

Zdroj	Poločas přeměny	Výtěžek neutronů na 10^6 primárních částic γ
$^{88}\text{Y} - \text{Be}$	106,6 dnů	2,7
$^{88}\text{Y} - ^2\text{H}_2\text{O}$	106,6 dnů	0,08
$^{124}\text{Sb} - \text{Be}$	60,2 dnů	5,1
$^{226}\text{Ra} - \text{Be}$	1600 roků	0,8
$^{226}\text{Ra} - ^2\text{H}_2\text{O}$	1600 roků	0,03
$^{228}\text{Ra} - \text{Be}$	5,75 roků	0,9
$^{228}\text{Ra} - ^2\text{H}_2\text{O}$	5,75 roků	2,6

2.1.3 Zdroje založené na spontánním štěpení ^{252}Cf

Spontánní štěpení je jeden ze způsobů radioaktivního rozpadu nestabilních těžkých prvků. Pravděpodobnost spontánního štěpení se zvyšuje s rostoucím protonovým číslem a většího významu začíná nabývat pro izotopy v oblasti transuranů. Tento jev nastává u přibližně 100 radionuklidů. Většina těchto nuklidů je však poměrně vzácná nebo je obtížné je vyrobit anebo nemají vhodný poločas rozpadu. Prakticky jediný nuklid, který tyto požadavky splňuje je ^{252}Cf z důvodů vysoké aktivity, nízké generace tepla a plyných produktů a nízké aktivity γ . [1] [5]

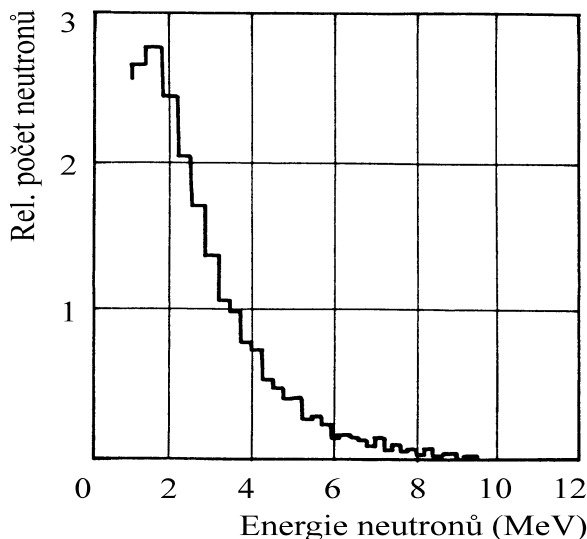
Tento nuklid prochází z 96,9 % α rozpadem na ^{248}Cm a spontánní štěpení probíhá ze zbývajících 3,1 %. Při každém štěpení je emitováno průměrně 3,75 rychlých neutronů. Poločas rozpadu tohoto izotopu je 2,65 roku, který je dostatečně dlouhý a jeden gram tohoto nuklidu dokáže vyprodukovat $2,3 \cdot 10^{12}$ neutronů/s, takže oproti předchozím zmíněným zdrojům je dostačující použití velmi malého množství aktivního materiálu. Vzniklé neutrony mají spojitě monotónně klesající energetické spektrum o střední energii 2,14 MeV. Toto spektrum je velmi podobné spektru

rychlých neutronů v jaderném reaktoru, což je velkou předností těchto zdrojů. Analytický popis spektra je možné použít Wattovu formuli pro štěpné spektrum ^{235}U , kdy jsou upraveny číselné koeficienty kde E_n je energie neutronů a α je konstanta. [1] [5]

$$N(E_n) = \alpha \cdot e^{-0,88 \cdot E_n} \cdot \sinh(\sqrt{2} \cdot E_n) \quad (2.4)$$

Při každém štěpení dojde ke vzniku dvou štěpných fragmentů, přičemž obvykle vznikne jedno jádro lehčí a jedno těžší. Tyto fragmenty se jeví jako kladné ionty a je možné tuto skutečnost využít pro testování a kalibraci detektorů pro měření těžkých iontů. [5]

Mezi výhody těchto zdrojů patří právě spojitě spektrum neutronů, nízká úroveň doprovodného γ záření, malá produkce tepla a plyných produktů a vysoká měrná aktivita, která umožňuje konstrukci malých zdrojů. Mezi nevýhody patří zejména jejich vysoká cena a také skutečnost, že v důsledku poločasu rozpadu klesne měrná aktivita tohoto zdroje na čtvrtinu za cca 5 let. Většina komerčních zdrojů produkuje 10^6 až 10^{10} neutronů/s a obsahuje 0,5 μg až 2 mg ^{252}Cf o čistotě 45 až 90 %, přičemž aktivita 1 mg tohoto prvku odpovídá cca 20 GBq. Dále zdroj obsahuje také další izotopy tohoto prvku (například ^{249}Cf , ^{250}Cf a ^{251}Cf), ale jejich příspěvek ke spektru neutronů je zanedbatelný. [1] [5]



Obr. 2-2 – Energetické spektrum neutronů štěpného zdroje ^{252}Cf [1]

2.2 Neutronové generátory

Neutronové generátory jsou založeny na principu urychlovačů částic. Je to zařízení, které slouží k urychlení částic na vysoké hodnoty kinetické energie pomocí elektrických a magnetických sil. Takto urychlené částice ostřelují terčik, přičemž jsou z něj emitovány neutrony.

Urychlení částic na vysoké rychlosti je možné provést pomocí vysokého rozdílu potenciálu mezi zdrojem částic a ostřelovaným terčikem. Takovéto zařízení je například napěťový násobič, kde jsou postupně nabíjeny paralelně zapojené kapacity a při vybíjení jsou zapojeny do série. Dále také na tomto principu pracuje Van de Graaffův generátor. Vysoký potenciál je vytvořen pomocí pohyblivého řemenu, kterým se přivádí kladně nabitě částice jako jsou protony a deuterony a izolovaná kovová koule je tedy nabíjena kladným nábojem. Takto je možné získat potenciál až 5 MeV. [1] [2]

Lineární urychlovač postupně navyšuje akceleraci částic jejich průchodem jednotlivými stupni. Skládá se ze série urychlujících elektrod ve tvaru trubic, na které je přiveden střídavý elektrický potenciál. Částice získává energii v mezerách mezi jednotlivými trubicemi, během

průchodu vnitřkem trubice se energie částice nemění. Než částice dorazí k další trubici, dojde ke změně polarity napájecího napětí a dojde tak k dalšímu urychlení částice. Jelikož částice postupně navyšuje svoji rychlost, je potřeba také navyšovat délku následujících trubic, aby byla zachována konstantní doba průletu částice jednotlivými stupni a mohlo tak dojít k dalšímu urychlení. [2]

Cyklotron je zařízení, které kombinuje urychlení částic pomocí elektrického i magnetického pole. Skládá se ze zdroje částic jako jsou protony, deuterony nebo alfa částice, který je umístěn uprostřed vakuové komory, které se nachází mezi dvěma póly velkého elektromagnetu. Zdroj částic je obklopen dvěma dutými půlkruhy, které jsou napájeny střídavým napětím vhodné frekvence a opačné polarity. V mezeře mezi půlkruhy dochází k navýšení energie částic podobně jako u lineárních urychlovačů rozdílem potenciálu, poté se pohybuje v kruhu vlivem magnetického pole. S každým přechodem mezery je částicím přidělena další energie a zvětšuje se radius rotačního pohybu částic a výsledná trajektorie má spirálovitý tvar. Když je dosaženo maximálního poloměru rotace a částice mají maximální energii, je proud částic extrahován z půlkruhů a je možné ostřelovat terčik. [2]

2.2.1 Generátory na principu slučování částic

Nejčastější jsou reakce urychlených nabitých částic (protony, částice α nebo jádra deuteria – deuterony) s lehkými jádry, především ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ a ${}^9\text{Be}$. Neutronové spektrum může být monoenergetické v rozmezí od několika keV do cca 20 MeV. Ostřelovaný terčik obsahující lehká jádra může být v plynné formě nebo v podobě vrstvy napařené na kovové podložce. Pro uskutečnění reakce s těmito jádry je dostačující energie částic v řádu stovek keV až jednotek MeV. Jako zdroj primárních částic lze využít cyklotron nebo vysokonapěťový lineární urychlovač. [1] [2]

Příklady těchto reakcí jsou uvedeny níže:



Pro emisi neutronů o energii v oblasti keV je vhodná reakce ${}^7\text{Li}$ s protonem. Pokud je potřeba generovat neutrony o kinetické energii menší než 80 keV, musí být terčik ostřelován pod úhlem větším než 90° . Účinný průřez této reakce roste od prahové energie protonu 1,882 MeV až do 2,25 MeV, kdy nabývá maximální hodnoty. Další rezonance nastává okolo energie 5,4 MeV. [1]

Při reakci ${}^3\text{H}$ s protonem dochází ke vzniku ${}^3\text{He}$ a monoenergetických neutronů až do energie ostřelujících protonů 8,35 MeV. [1]

Reakce ${}^2\text{H}$ s deuteronem, při níž vzniká ${}^3\text{He}$, emituje velké množství neutronů už při energii ostřelujících částic 50 keV až do cca 10 MeV. Přitom jsou generovány neutrony s energií v řádu MeV. Pomocí změny úhlu částic dopadajících na terčik při jedné energii ostřelujících deuteronů je možné měnit energii generovaných neutronů. [1]

Reakce ${}^3\text{H}$ s deuteronem je jednou z nejpoužívanějších, maximální účinný průřez nastává při energii deuteronu 107 keV a je možné generovat monoenergetické neutrony o energii 14,8 až 20,4 MeV. Nevýhodou této reakce je radioaktivita tritia a jeho omezená životnost (poločas rozpadu je 12,3 let). [1]

Za zmínku také stojí tzv. pulzní bílé zdroje, které mají spojitě energetické spektrum neutronů. Získávají se ostřelováním terčiků pomocí částic se střední energií cca nad 20 MeV. Terčik je možné

ostřelovat jak pomocí nabitých částic, tak pomocí fotonů. Název je analogií k bílému světlu, které obsahuje elektromagnetické záření všech vlnových délek ve viditelném spektru. Samotné energetické spektrum neutronů se vyznačuje širokým maximem a rychlým nárůstem při nízkých energiích a rychlým poklesem při energiích vysokých. [1]

2.2.2 Generátory na principu tříštění jader

Experimentálně bylo zjištěno, že je možné dosáhnout velkého výtěžku neutronů pomocí ostřelování terčů nabitými částicemi o kinetické energii v řádu několika stovek MeV. Při této energii dochází tříštění jader ve třech fázích. První fází je strhávání (tzv. stripping) deuterionů, kdy je terčikové jádro ostřelováno deuteronem. Po srážce jádro zachytí proton a neutron dál pokračuje v původním směru. Další fází je tříštění jader, během kterého je terčové jádro roztrženo na části pomocí jádra s vysokou energií. Třetí fází je evaporace, během které jsou z excitovaného jádra emitovány neutrony. Excitované jádro může být také podrobeno štěpení, uvolní se štěpné neutrony a zbylé odštěpky poté mohou evaporací emitovat další neutrony. [2]

K tříštění může docházet u jakýchkoli jader, ale výtěžek neutronů roste s hmotností terčového jádra. Iniciační částice jsou obvykle protony urychleny na energii zpravidla okolo 1 GeV. Tato energie je dostačující k vyražení neutronů z ostřelovaných jader těžkých prvků jako je olovo, rtuť, wolfram nebo uran. [3]

Interakce protonu s jádrem způsobí, že část kinetické energie protonu je po sérii srážce předána několika nukleonům v těžkém jádře, čímž se zvýší jejich kinetická energie (jinými slovy se jádro zahřeje). Toto je takzvaná úvodní kaskádní fáze. Dalšími srážkami uvnitř ostřelovaného jádra dochází k rovnoměrnému rozdělení energie v jádře (vnitrojaderná kaskáda). Tento proces se označuje jako přechodná fáze. Během tohoto procesu mohou nukleony opustit jádro, a dokonce způsobit další tříštění v jiných jádrech (mezijaderná kaskáda). Takto zahřáté jádro je ve vysoce excitovaném stavu a dochází k evaporaci (evaporační fáze). [3]

Výtěžek neutronů závisí nejen na materiálu ostřelovaného terčíku, ale také na jeho velikosti. Při jedné srážce dochází k emitování cca 20 až 30 rychlých neutronů. Oproti generátorům na principu slučování částic produkují tyto zdroje více neutronů na jednotku energie. Experimentálně byl zjištěn výtěžek neutronů pro energii protonu 200 MeV až 1,5 GeV, přičemž ostřelovaný terčík měl rozměry 10 cm v průměru a 60 cm na délku. Výtěžek neutronů byl popsán rovnicí:

$$Y(E) = a \cdot (A + 20) \cdot (E_{GeV} - b) \quad (2.8)$$

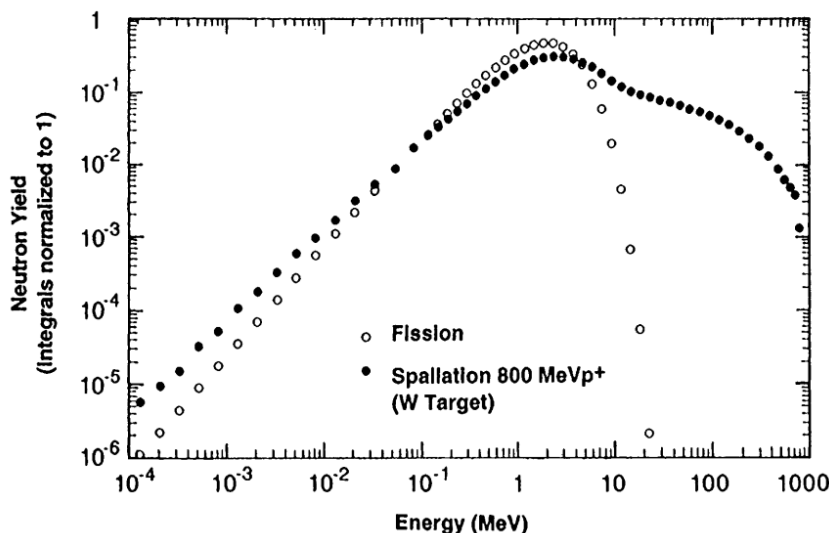
kde Y je výtěžek neutronů v závislosti na energii protonu E_{GeV} , a je atomová hmotnost jádra, $b \approx 0,12$ GeV, $a = 0,1$ pro všechny těžké prvky a $0,19$ pro ^{238}U . Z tohoto je patrné, že ^{238}U má skoro dvojnásobný výtěžek oproti ostatním prvkům. Pokud bychom chtěli určit výtěžek neutronů pro energie protonu až 7 GeV, dá se vypočítat z následující rovnice, která byla určena z měření na olověném terčíku o průměru 20 cm:

$$Y(E) = -8,2 + 29,3 \cdot E_{GeV}^{0,75} \quad (2.9)$$

Analýzou neutronového spektra, která provedená pro různé rozměry terčíku, byla vytvořena následující rovnice, která popisuje energetické rozložení emitovaných neutronů:

$$N(E) = A_1 \cdot E^{0,5} \cdot e^{-\frac{E}{E_{T1}}} + A_2 \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_{T2}}} + A_3 \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{E_{T3}}} \quad (2.10)$$

Kde E_{Ti} jsou energie terčíku pro evaporační, přechodnou a kaskádní fázi. Přibližně 90 % ze všech neutronů je emitováno během evaporační a přechodné fáze s charakteristickými energiemi 1 až 2 MeV. [3]



Obr. 2-3 – Neutronové spektrum pro štěpení a tříštění jader na wolframovém terčíku [3]

2.3 Jaderné reaktory

Jaderné reaktory jsou kromě zdroje tepelné energie také významným zdrojem neutronů. Největší zastoupení v neutronovém poli jaderného reaktoru tvoří okamžité neutrony, které jsou uvolňovány během štěpení atomových jader. Dále jsou zde zastoupeny neutrony zpožděné (přibližně 0,7 %), které vznikají dalším rozpadem produktů štěpení, a také neutrony z fotojaderných reakcí. Uvolněné neutrony jsou rychlé, což znamená, že jejich kinetická energie se pohybuje v řádech keV až MeV. Pomocí vhodné látky lze rychlé neutrony moderovat (zpomalovat) až na hodnotu tepelných neutronů, jejichž typická hodnota kinetické energie je 0,025 eV pro 20 °C. Energetické spektrum okamžitých neutronů uvolněných při štěpení ^{235}U lze popsat pomocí již dříve zmíněné Wattovy rovnice:

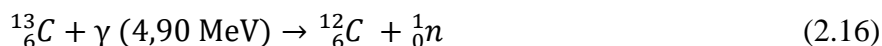
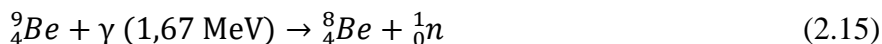
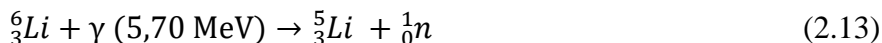
$$N(E_n) = 0,484 \cdot \sinh \sqrt{2E_n} \cdot e^{-E_n} \quad (2.11)$$

kde E_n je energie neutronů. Vztah je možné použít i pro štěpení dalších nuklidů, stačí pozměnit číselné koeficienty. [1]

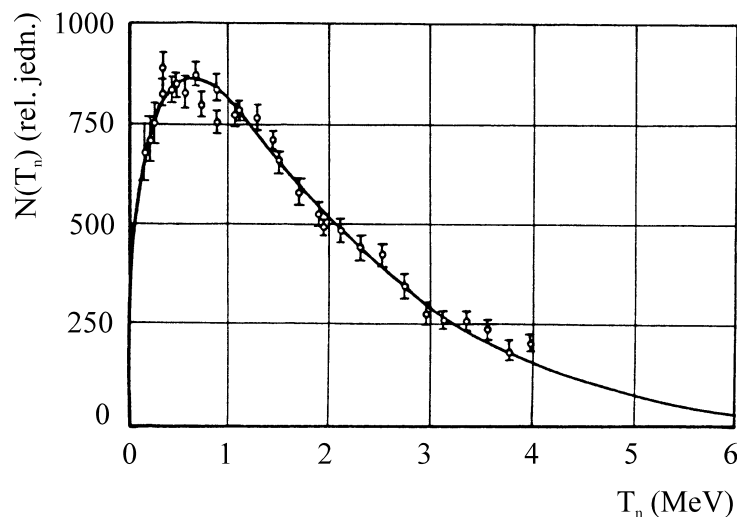
Jádra produktů štěpných reakcí mohou mít větší energii, než je vazebná energie neutronu v jádře a může tak dojít k emisi neutronu. Částice je sice emitována okamžitě, nicméně tato emise je zpožděna o časový úsek mezi štěpením původního jádra a rozpadem štěpného produktu. Jak bylo uvedeno výše, zastoupení těchto částic oproti okamžitým neutronům je minimální a minimálně přispívají k energetickému spektru, ovšem tyto neutrony jsou klíčové pro možnost řízení jaderného reaktoru. Převážná část zpožděných neutronů má střední hodnotu kinetické energie do 1 MeV a doba, než jsou tyto částice emitovány od původní reakce, je pro ^{235}U v rozmezí 0,18 až 54,5 s. [1]

K fotojaderné reakci dochází, pokud je energie fotonu interagujícího s jádrem atomu větší než vazebná energie neutronu, a dochází tak k emisi dalších tzv. fotoneutronů. Zastoupení těchto částic v neutronovém energetickém spektru je zanedbatelné z důvodu nízkého výskytu fotonů

s energiemi vhodnými pro uskutečnění této reakce, nízkého výskytu nuklidů s vhodnými vazebnými energiemi a také z důvodu nízkého účinného průřezu této reakce. Význam tato reakce nabývá pouze při odstaveném reaktoru, kdy nejsou emitovány neutrony ze štěpení a vznikají fotoneutrony jako důsledek γ rozpadu štěpných produktů, nebo v místech s odstíněným neutronovým zářením, ale s výskytem fotonů. Příklady těchto reakcí jsou uvedeny níže:



Povrchem aktivní zóny reaktoru proudí řádově 10^{17} až 10^{19} neutronů za vteřinu, uvnitř aktivní zóny jsou příkony fluence neutronů v řádu $10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ nebo více. U jaderných reaktorů, které slouží k energetickým účelům, je únik neutronů mimo aktivní zónu nežádoucí. Z tohoto důvodu se využívají jako zdroj neutronů výzkumné reaktory. Hustota toků neutronů, či poměr mezi rychlými a tepelnými neutrony závisí především na konstrukci reaktoru, jeho okamžitém výkonu a na uvažovaném místě v aktivní zóně. [1]



Obr. 2-4 – Energetické spektrum neutronů ze štěpení ${}^{235}\text{U}$ [1]

3 INTERAKCE NEUTRONŮ S LÁTKOU

Podobně jako záření γ nemá neutronové záření žádný elektrický náboj, tudíž na neutrony nemá vliv jak záporný náboj elektronového obalu atomu, tak kladný náboj jádra atomu. Pokud dojde k interakci neutronu, je to vždy s jádrem ostřelovaného materiálu. Výsledkem této interakce může být pohlcení neutronu a uvolnění energie ve formě jiného druhu záření, změna jeho původního směru nebo energie. Pravděpodobnost, že dojde k jedné z těchto reakcí, je silně závislá na energii dopadajícího neutronu. V této kapitole jsou rozebrány interakce neutronů s látkou, které vedou k jejich zpomalování či absorpci. [5]

Moderace neboli zpomalování neutronů je jednou z nejdůležitějších interakcí neutronů s látkou. Dochází k ní pomocí pružných srážek neutronů s moderátorem. Své použití nachází zejména v jaderných reaktorech, kde moderátor slouží jako médium k řízení štěpné jaderné reakce, ale také například při detekci rychlých neutronů. Tato kapitola pojednává o základním konceptu těchto interakcí.

Z obecného hlediska je moderátor látka, která slouží ke zpomalování neutronů o vysokých energiích na energie tepelných neutronů, u kterých je výrazně zvýšena pravděpodobnost, že dojde k jadernému štěpení nestabilních nuklidů. Kromě moderace je možné zvýšení pravděpodobnosti jaderného štěpení dosáhnout i jinými způsoby, např. větším obohacením jaderného paliva. Tento způsob však je poměrně technologicky náročný a není ani příliš ekonomicky výhodný. Z tohoto důvodu je stále více upřednostňována moderace neutronů na rozdíl od zvyšování počtu interakcí, které mohou vést ke štěpení jaderného paliva. [4]

Štěpení je prakticky jediným zdrojem neutronů v jaderném reaktoru a dochází na něm k několika reakcím, které ovlivňují neutronovou bilanci. Samovolné štěpení nastává na jádrech ^{238}U , které tvoří základ jaderného paliva, a vyvolané štěpení nastává na jádrech ^{235}U , kterými je jaderné palivo obohaceno. Dochází také k reakcím (α, n) a (γ, n) , které byly popsány v kapitole 2.1. Podstatnými jevy pro neutronovou bilanci jsou také absorpce a únik neutronů, které souvisí s konstrukcí jaderného reaktoru a jsou to jevy nežádoucí. [4]

Prakticky všechny látky mají určitou moderační schopnost. Požadované vlastnosti od moderačního média jsou především nízká atomová hmotnost, nízký účinný průřez pro absorpci a vysoký účinný průřez pro neutronový rozptyl. K pružnému rozptylu neutronů dochází, pokud je součet kinetických energií částic před a po srážce stejný. K této interakci s neutronem dochází zpravidla na jádrech vodíku, přičemž mají obě částice prakticky stejnou klidovou hmotnost. Ze zákona zachování hybnosti dojde k přerozdělení energie mezi částicemi.

Pokud neutron proletí těsně kolem terčového jádra a nepředá mu žádnou část své energie, nastává tzv. kluzná srážka, kdy se rychlost neutronu nemění a terčové jádro zůstává v klidu. Opačným případem je čelní srážka, kdy je neutron rozptýlen o úhel 180° a veškerá jeho kinetická energie je předána terčovému jádru. Hodnotu střední energie ztracené neutronem během jedné srážky udává tzv. střední logaritmický dekrement energie:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (3.1)$$

kde A je nukleonové číslo terčového jádra. Z tohoto vztahu vyplývá, že s rostoucí hmotností terčikového jádra však klesá energie předaná neutronem. Typické hodnoty středního logaritmického dekrementu jsou uvedeny v následující tabulce. [4] [7]

Tab. 3-1 – Moderační vlastnosti látek, upraveno [7]

Látka	Nuk. Číslo	ξ
Vodík	1	1,000
H ₂ O	-	0,920
Deuterium	2	0,725
D ₂ O	-	0,509
Beryllium	9	0,209
Uhlík	12	0,158
Kyslík	16	0,120
Sodík	23	0,0825
Železo	56	0,0357
Olovo	208	0,00958
Uran	238	0,00838

Kromě této veličiny je z hlediska posuzování kvality moderátoru důležitá i pravděpodobnost, že k takovéto srážce dojde. Pro posouzení této komplexní vlastnosti se tedy zavádí tzv. moderační schopnost látky, která je součinem $\xi \cdot \Sigma_s$, kde Σ_s je makroskopický účinný průřez pro rozptyl na jádrech látky. Po zpomalení neutronů zároveň dochází k jejich částečné absorpci a tu vyjadřuje makroskopický účinný průřez pro absorpci neutronů Σ_a . Tato veličina je závislá na nukleonovém čísle terčového jádra a na energii neutronu. Tuto skutečnost vyjadřuje tzv. moderační poměr $\xi \cdot \Sigma_s / \Sigma_a$. [1] [4]

V případě, že dojde při srážce k výměně velkého množství energie, může být terčové jádro přeneseno do excitovaného stavu. Přebytková energie je často vyzářena v podobě fotonového záření, jádro se vrací do původního stavu a nastává tzv. nepružný rozptyl.

Podobnou reakcí je i radiační záchyt, který nastává, při zachycení neutronu jádrem. Vznikne tak složené jádro a na jeho excitační energii má podíl kinetická energie neutronu a jeho vazebná energie k jádru. Při deexcitaci poté dochází k emisi fotonů, excitační energie zpravidla bývá 5 až 10 MeV. Složené jádro je často nestabilní a obvykle vykazuje aktivitu β^- . Tento jev se využívá pro detekci neutronů v aktivačních detektorech. [1]

Při deexcitaci jádra však může dojít k emisím i jiných částic, např. protonu, částice α , dvou neutronů atd. K emisi protonu dochází většinou reakcí s rychlými neutrony, které musí mít dostatečnou energii, aby proton překonal svou vazebnou energii a coulombovskou potenciální bariéru jádra. K této reakci může dojít i na lehkých jádrech při reakci s pomalými neutrony. Obdobně je tomu u reakce s emisí částice α , která také převážně nastává při ostřelování rychlými neutrony. Na určitých lehkých jádrech může také dojít k této reakci i pro tepelné neutrony, např. lithium nebo bór, a emisi částice α . Je to další způsob, který je možno detekovat tepelné neutrony. K reakcím, při kterých dochází k uvolnění dvou neutronů, neutronu a protonu nebo více částic, dochází při vysokých energiích ostřelujících neutronů, zpravidla okolo 10 MeV a výše. [1] [4]

Při ozařování absorpčního materiálu svazkem neutronů dochází k výše zmíněným interakcím. Všechny neutrony, které interagují s látkou, se dále ve svazku nevyskytují a jsou detekovány pouze neutrony, které neprošly žádnými srážkami. Intenzita neutronového záření I po průchodu neutronů absorpčním materiálem o tloušťce x se určí podle následujícího vztahu:

$$I = I_0 \cdot e^{-\Sigma_t \cdot x} \quad (3.2)$$

kde I_0 je intenzita neutronového záření původního svazku a Σ_t je totální makroskopický účinný průřez. Ze vztahu je patrné, že intenzita neutronového záření klesá exponenciálně v závislosti na tloušťce absorpčního materiálu. [7]

4 DETEKCE A SPEKTROMETRIE NEUTRONŮ

Neutrony patří mezi nepřímo ionizující částice, z tohoto důvodu je potřeba použít pro detekci jejich interakci s dalšími jádry a detekovat je pomocí vzniklých sekundárních nabitých částic nebo radionuklidů. V této kapitole jsou popsány základní měřící metody. [1]

4.1 Využití jaderných reakcí

Základní způsobem detekce a spektrometrie neutronů je využití jaderné reakce s neutrony, což vede k emisi nabitých částic a uvolnění energie, např. reakce (n,p) a (n, α). Výhodné jsou především reakce, jejichž energie reakce je dostačující pro emisi nabitých částic i při dopadu pomalého neutronu, aby bylo dosaženo vysoké detekční účinnosti. Při detekci pomalého neutronu je možné zanedbat jeho kinetickou energii ve srovnání s energií reakce Q , která je detektorem naměřena. Je-li detekován rychlý neutron, tak je změřená energie rovna energii reakce a kinetické energii neutronu, tedy úměrná $Q + E_n$. [1] [8]

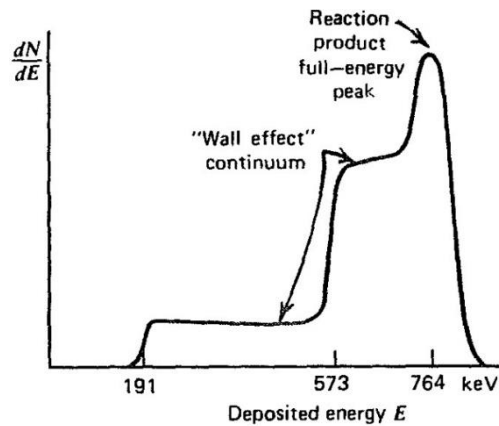
Aby byly tyto reakce použitelné pro spektrometrii, je třeba splnit několik podmínek. Energie reakce Q nesmí být moc vysoká, aby bylo možné rozlišit signály pro rozdílné, ale blízké energie neutronů (optimálně se pohybuje v řádu stovek keV). Reakce musí mít dostatečně velký účinný průřez a jeho závislost na energii neutronů musí být co nejjednodušší. Na jádrech detekční látky musí docházet k jediné exoergické reakci (energie reakce udává energii uvolněnou v detektoru), přičemž jsou emitovány nabitě částice. Tyto podmínky úplně nesplňuje žádná reakce, navíc energie pomalého neutronu je oproti energii reakce Q podstatně menší a v detektoru dochází tak ke ztrátě informace o jeho energii. Z tohoto důvodu nelze reakce využít pro spektrometrii pomalých neutronů, ale pouze pro jejich detekci. V tabulce 4-1 jsou uvedeny nejdůležitější reakce. [1] [8]

Tab. 4-1 – Jaderné reakce využívané pro detekci a spektrometrii neutronů, upraveno [1]

Reakce	Energie reakce Q [MeV]	Účinný průřez pro tepelné neutrony [m^2]
$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	0,764	$5,327 \cdot 10^{-25}$
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	4,786	$9,450 \cdot 10^{-26}$
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	2,790	$3,837 \cdot 10^{-25}$

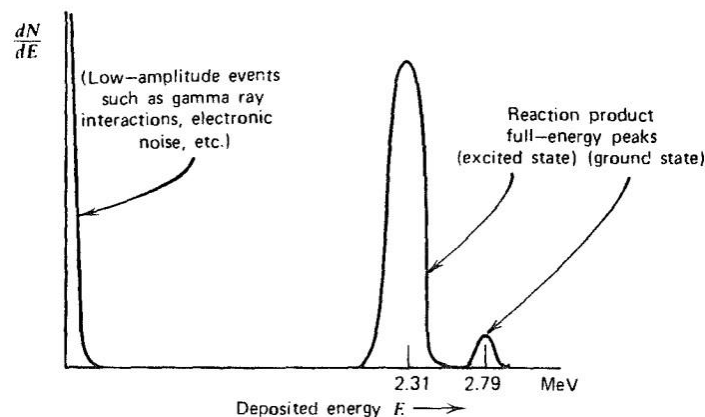
Reakce $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ se využívá v plynových detektorech, např. ionizační komory nebo proporcionální čítače. Ionizační komory jsou prakticky nejjednodušší plynné detektory. Průchodem nabitých částic komorou dochází k ionizaci plynu a vznikají tak kladné ionty a volné elektrony, které společně tvoří iontové páry. Pokud ke komoře připojíme elektrody se stejným směrem napětím, dojde k pohybu nábojů uvnitř plynu k příslušným elektrodám. Vzniklým obvodem začne protékat elektrický proud, jehož velikost se následně měří. Proporcionální čítače pracují na podobném principu jako ionizační komory, avšak na elektrody je přivedeno vyšší napětí. To má za následek, že volné elektrony, které se snadno urychlí přiloženým elektrickým polem, způsobí další (sekundární) ionizaci plynu. Vzniklé sekundární částice jsou opět urychleny elektrickým polem a proces se opakuje do té doby, než jsou všechny volné elektrony posbírány na kladné elektrodě. [1] [5]

Jelikož je helium inertní plyn, tak se snadno čistí od nežádoucích příměsí a je vhodnou náplní detektorů, které pracují na principu sběru elektronů. Jelikož má tato reakce velmi velký účinný průřez pro tepelné neutrony, tak je možné je detekovat s vysokou citlivostí a energie reakce má amplitudu 764 keV. Pokud je helium ozařováno monoenergetickými rychlými neutrony o energii E_n , je detekována amplituda signálu na energii $E_n + 764$ keV. [1] [8]



Obr. 4-1 – Spektrum amplitud signálu detektoru s ^3He od tepelných neutronů [5]

Reakce $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ má obzvláště obtížnou spektrometrii. Je to z důvodu, že výsledné jádro ^7Li se nachází v základním stavu s pravděpodobností cca 5 % a zároveň excitovaném stavu s energií 0,48 MeV. Ve výsledném spektru z detektoru se tedy objeví dvě amplitudy pro jednu energii neutronů. Energie reakce je poměrně velká (2,31 nebo 2,79 MeV) a pokud je iniciována pomalými neutrony, dojde ke ztrátě informace o jejich původní energii, což ztěžuje následnou spektroskopii. Také se mění pravděpodobnost vzniku jádra ^7Li v závislosti na energii neutronů. Často je tato reakce využívána u proporčních čítačů plněných plynným BF_3 . Tento plyn je obvykle obohacen o ^{10}B . Čítač lze také využít pro detekci rychlých neutronů pomocí jejich moderace v parafinovém nebo PE válci. Vysoká účinnost detekce je zajištěna vysokým účinným průřezem této reakce pro pomalé neutrony. [1] [5] [8]



Obr. 4-2 – Spektrum amplitud signálu z detektoru s BF_3 pro velkou trubici (bez absorpci) [5]

Reakce $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ se obvykle využívá ve scintilačních detektorech. Jako scintilátor je označen materiál, který převádí energii ionizujícího záření na viditelné a UV světlo. Lze využít například krystaly $^6\text{LiI}(\text{Eu})$, které dokáží s velmi vysokou přesností detekovat tepelné neutrony až do energie cca 0,5 eV. Dále lze využít jako scintilátor lithiová skla, která se používají pro měření typu

time-of-flight z důvodu jejich rychlé odezvy do 100 ns. Nevýhodou je velká energie této reakce, která způsobuje nízkou rozlišovací schopnost neutronového spektra. Pro zlepšení rozlišovací schopnosti je vhodné kombinovat lithium s polovodičovými detektory. Tento typ detektoru je však spíše využíván pro detekci neutronů o středních energiích. [1] [5] [8]

Využití těchto reakcí pro přímou detekci rychlých neutronů není vhodné z důvodu rychle klesajícího účinného průřezu při vyšších energiích neutronů. Z tohoto důvodu se využívá moderace neutronů na energie vhodné pro detekci. Moderace je prováděna pomocí pružných srážek, přičemž nejúčinnější je moderace na jádrech vodíku. Nejpoužívanější jsou polyethylenové nebo parafinové moderátory. Účinnost detekce po moderaci závisí na energii neutronu a tloušťce moderátoru. Pro detekci neutronů o ještě vyšších energiích již moderace není vhodná z důvodu velkého množství potřebných srážek pro moderaci a je vhodnější je detekovat pomocí metody odražených jader. [1] [6]

Při použití detektoru s moderátorem dochází k pružným srážkám neutronů s atomy látky, což vede ke snížení jejich kinetické energie. S rostoucí tloušťkou moderátoru roste také počet těchto srážek, avšak při příliš velké tloušťce již dochází k absorpci neutronů v moderátoru. Z tohoto důvodu je potřeba volit tloušťku moderátoru s ohledem na energii neutronů. Typickým zástupcem detektoru rychlých neutronů s moderátorem jsou Bonnerovy sféry, což jsou vlastně kulové moderátory, které ve svém středu mají detektor pomalých neutronů (např. scintilátor nebo proporcionální čítač s ^3He). [5]

Dalším způsobem detekce neutronů je použití štěpné reakce. Pokud jsou stěny nějakého detektoru (např. ionizační komora nebo proporcionální čítač) pokryty vrstvou štěpného materiálu, je možné registrovat štěpné fragmenty vzniklé po ozáření neutrony. Energie odštěpků leží v rozmezí cca 40 až 120 MeV a je málo závislá na energii neutronů, proto se tato reakce používá pouze pro jejich detekci. Odštěpky navíc většinou prochází dalším rozpadem a emitují doprovodné záření, které má energii cca o řád menší a je nutné impulsy od tohoto záření vyfiltrovat. Účinnost detekce závisí na množství štěpného materiálu, jeho druhu, uspořádání detektoru a energii neutronů. [1]

4.2 Detekce odražených jader

Při rozptylu neutronů na jádrech nějaké látky dochází k předání části energie neutronu těmto atomům. Odražené jádro představuje nabitou neboli přímo ionizující částici, pomocí které lze neutron registrovat. Energie odraženého jádra musí být dostatečná pro vytvoření dostatečného množství měřitelných iontů. Takovou energii mohou dodat prakticky pouze rychlé neutrony. Odražené jádro se při interakci s detekčním médiem v tomto případě chová podobně jako proton nebo částice α , což bylo popsáno v předchozí podkapitole. Tato skutečnost tedy umožňuje pro tuto metodu použít stejnou sadu detektorů. [1] [5]

Největší kinetické energie jádra se dosáhne při čelní srážce neutronu s jádrem vodíku, kdy neutron se rozptýlí o 180° a terčové jádro pokračuje v původním směru neutronu. Kromě předané energie je také důležitý účinný průřez této reakce a hustota terčkových jader. Neutron může předat jádru až 100 % své energie nebo naopak žádnou energii. Tato skutečnost závisí na tom, o jaký úhel je neutron rozptýlen. [1] [5]

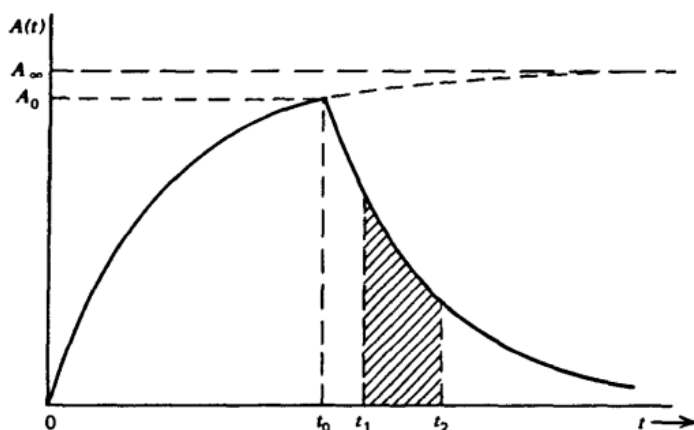
Následná spektrometrie umožňuje detekovat buď jádra rozptýlená do všech směrů nebo jádra odražená pod určitým úhlem. Výsledkem je široké, respektive úzké spojitě energetické spektrum impulsů od odražených jader. Většina těchto detektorů obsahuje vodík, deuterium nebo hélium

jako detekční médium. V závislosti na rozměrech detektoru může docházet k tzv. stěnovému efektu. To je proces, kdy odražená jádra ztratí část své energie odrazem od stěny detektoru. Odražené protony jsou obvykle měřeny proporcionálním čítačem s BF_3 , který pracuje v rozsahu energií 50 keV až několik MeV, nebo scintilačními detektory. [1] [5] [8]

4.3 Aktivační detektory

Vzorek materiálu je po nějaký čas vystaven neutronovému toku, aby bylo dosaženo vzniku určitého množství radionuklidů. Jejich aktivita se poté měří standartními metodami popsány dříve. Naměřená aktivita se poté využije k odvození počtu nebo energetického spektra neutronového pole. Účinné průřezy pro tuto reakci jsou nejvyšší při nízkých kinetických energiích neutronu. Z tohoto důvodu jsou aktivační detektory nejvhodnější pro detekci pomalých neutronů. Aby bylo dosaženo vysoké citlivosti, je nutné použít vhodné materiály. Ty musí mít dostatečně malé rozměry, aby nedocházelo k zeslabování neutronů. Z tohoto důvodu tvoří aktivační detektory obvykle tenká folie nebo tenký drátek z aktivačního materiálu, na kterém dochází k jediné aktivační reakci. [5]

Počet aktivačních interakcí neutronů s materiálem je přímo úměrný neutronovému toku, objemu materiálu a účinnému průřezu této interakce. Tudiž počet těchto interakcí přímo udává velikost neutronového toku. Radionuklidy vzniklé po ozáření prochází radioaktivním rozpadem, který udává rozpadová konstanta. Tato skutečnost tedy s časem snižuje počet radioaktivních jader v ozářeném materiálu. Z tohoto důvodu je nutné materiál ozařovat po určitou dobu, aby se navýšila celková aktivita. Při nekonečně dlouhém ozařování se aktivita již prakticky nezvyšuje, tomuto stavu se říká nasycená aktivita. Ozáření po dobu trojnásobku až čtyřnásobku poločasu rozpadu vzniklých radionuklidů je obvykle dostačující, abychom se dostatečně přiblížili této aktivitě. Po ozáření neutronovým tokem je následně měřena aktivita detektoru. Ta postupem času klesá a je nutné pečlivě měřit počet pulzů během určitého časového intervalu. [1] [5]



Obr. 4-3 – Aktivita detektoru po vložení do neutronového pole o konstantním toku, detektor vyjmut z pole v čase t_0 , měření aktivity probíhá v čase t_1 až t_2 , upraveno dle [5]

Z těchto skutečností vyplývá, že aktivační fólie jsou integrační detektory a neposkytují žádnou informaci o časové změně neutronového toku během ozařování. Jejich hlavní výhodou jsou malé rozměry, nízká citlivost na γ záření, vysoká radiační odolnost a nízká cena. Z tohoto důvodu se používají zejména pro měření časově stálých neutronových toků. [5]

Materiály, v nichž jsou dominantní reakce jako je radiační záchyt a reakce (n, γ) se používají pro detekci pomalých a tepelných neutronů, pro které mají nejvyšší účinný průřez. Další reakce typu (n,p) nebo (n,α) nastávají až při určité prahové energii dopadajícího neutronu. Materiály,

v nichž tato reakce nastává, se používají pro detekci rychlých neutronů, jelikož nejsou citlivé na pomalé neutrony. [5]

Poločas rozpadu vzniklých radionuklidů by neměl být příliš dlouhý, ani příliš krátký. Optimální je poločas v řádu několika hodin. Pro dlouhé poločasy je nutno materiál dlouho ozařovat, aby bylo dosaženo nasycené aktivity. U krátkých poločasů je potřeba materiál po ozáření velmi rychle přenést do čítače, aby nedošlo k rozpadu většiny radionuklidů před začátkem měření. [5]

Vzniklé radionuklidy jsou obvykle zdrojem β či γ záření. Druh a energie emitovaného radioaktivního záření musí být snadno detekovatelná. Pro měření je vhodnější záření γ , které má větší penetrační schopnosti a nedochází tak k absorpci uvnitř materiálu. Materiál detektoru musí být co nejčistší, aby nebyla zároveň měřena aktivita parazitních radionuklidů. Pravděpodobnost vzniku těchto parazitních radionuklidů je závislá na energii dopadajících neutronů. [1] [5]

Pro měření aktivity lze také použít srovnávací metodu. Princip spočívá v tom, že měřící systém aktivačního detektoru je nejprve kalibrován v neutronovém poli o známém spektru a neutronovém toku. Jelikož účinný průřez aktivační reakce je závislý na energii neutronů, je důležité, aby bylo měření provedeno pro stejný typ neutronového spektra, pro jaký byl detektor kalibrován. Následně je porovnávána odezva detektoru. Taková situace však nenastává příliš často, pak je třeba použít sadu prahových detektorů a podle jejich odezvy určit výsledný tvar spektra pomocí různých aproximačních postupů. [1]

V následující tabulce 4-2 je uveden přehled vhodných materiálů pro detektory tepelných a pomalých neutronů, přičemž v každém případě dochází k bezprahové reakci (n,γ) . Obdobný přehled je proveden i pro detektory neutronů o vyšších energiích, kdy dochází k prahovým reakcím, které pro své uskutečnění potřebují neutrony o určité energii. Seznam vhodných materiálů pro prahové aktivační detektory je uveden v tabulce 4-3.

Tab. 4-2 – Přehled bezprahových aktivačních detektorů pro pomalé neutrony, upraveno [1]

Prvek	Reakce	Poločas rozpadu vzniklého radionuklidu
Mangan	$^{55}\text{Mn}(n,\gamma) ^{56}\text{Mn}$	2,58 hod.
Měď	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma) ^{64}\text{Cu}$	12,87 hod.
Stříbro	$^{107}\text{Ag}(n,\gamma) ^{108}\text{Ag}$	2,3 min.
Indium	$^{115}\text{In}(n,\gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$	54,12 min.
Dysprosium	$^{164}\text{Dy}(n,\gamma) ^{165}\text{Dy}$	2,33 hod.
Zlato	$^{197}\text{Au}(n,\gamma) ^{198}\text{Au}$	2,69 dnů

Tab. 4-3 – Přehled prahových aktivačních detektorů pro rychlé neutrony, upraveno [1]

Prvek	Reakce	Prahová energie [MeV]	Poločas rozpadu vzniklého radionuklidu
Fluor	$^{19}\text{F}(\text{n},2\text{n})\ ^{18}\text{F}$	11,6	109,7 min.
Hořčík	$^{24}\text{Mg}(\text{n},\text{p})\ ^{24}\text{Na}$	6,0	15 hod.
Hliník	$^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)\ ^{24}\text{Na}$	4,9	15 hod.
Hliník	$^{27}\text{Al}(\text{n},\text{p})\ ^{27}\text{Mg}$	3,8	9,46 min.
Železo	$^{56}\text{Fe}(\text{n},\text{p})\ ^{56}\text{Mn}$	4,9	2,56 hod.
Kobalt	$^{59}\text{Co}(\text{n},\alpha)\ ^{56}\text{Mn}$	5,2	2,56 hod.
Jód	$^{127}\text{I}(\text{n},2\text{n})\ ^{126}\text{I}$	9,3	13 dní
Zlato	$^{197}\text{Au}(\text{n},2\text{n})\ ^{196}\text{Au}$	8,6	6,18 dní

4.4 Metoda doby průletu

Princip metody doby průletu neboli TOF spočívá v tom, že energii neutronů a vlastně jakýchkoliv jiných částic je možné určit z rychlosti částice. Změří se tedy doba průletu částice dráhou o známé velikosti. Energie částice se poté jednoduše určí pomocí kinetické energie:

$$E_n = \frac{1}{2} \cdot m_n \cdot v_n^2 \quad (4.1)$$

Pro správné určení energie částice je nutné co nejpřesněji změřit dobu průletu. Časový okamžik průletu částice koncem dráhy je určen dopadem částice na detektor. Složitější situace nastává u stanovení okamžiku, kdy částice prochází počátkem dráhy. Lze využít několik postupů, jedním z nich je detekce nabitě částice, která je v neutronovém zdroji emitována společně s neutronem. [1]

Vhodná je například reakce ^2H s deuteronem, kdy je generován neutron a detektor registruje odražená jádra ^3He , nebo reakce s emisí neutronu a detekuje se doprovodné záření γ . Nevýhodou této metody je, že produkce neutronu musí být tak malá, aby bylo možné detekovat neutron na konci dráhy, než dojde ke vzniku nového neutronu. [1]

Další metoda registruje průchod neutronu pomocí odraženého protonu ve vodíkovém detektoru, který byl umístěn na začátku dráhy. Poslední zmiňovaný způsob se příliš nepoužívá z důvodu nízké detekční účinnosti, a navíc odražený proton mění pohyb emitovaného neutronu. [1]

V neposlední řadě je možné použít zdroj neutronů o krátkých impulzech, kdy jsou neutrony emitovány v krátkém časovém intervalu, po němž následuje časový interval bez emise. Frekvence tohoto procesu musí být zvolena tak, aby byly detekovány všechny neutrony z daného impulsu. Pokud by tato podmínka nebyla splněna, docházelo by i k nežádoucí detekci neutronů z předchozího generovaného impulsu. Při počáteční emisi je spuštěn časový analyzátor a detekované impulzy od neutronů jsou rozděleny podle časového zpoždění. V závislosti na době průletu je vypočítáno jejich energetické rozložení. [1]

4.4.1 Měření v oblasti nízkých energií

Použití metody je nejvýhodnější právě v oblastí nízkých energií. Pro pomalé a tepelné neutrony je dostačující vytvoření krátkého neutronového pulsu pomocí tzv. mechanických selektorů. Ty propouští svazek neutronů úzkou štěrbinou, dokud nedojde k jeho přerušení závěrkou například z kadmia, která absorbuje všechny neutrony. Doba, po kterou je štěrbina otevřena vymezuje dobu neutronového pulzu. Mechanický selektor bývá zhotoven jako rotující absorpční disk s vhodně uspořádanou štěrbinou a neutrony prochází pouze tehdy, je-li osa neutronového toku rovnoběžná s osou štěrbin. Rychlost otáčení disku udává počet neutronových impulzů. Zároveň dojde k aktivaci časového analyzátoru. Pokud mají neutrony dostatečnou rychlost, že stihnou projít štěrbinou, než dojde k pootočení rotoru o viditelný úhel, pak velikost prošlého neutronového toku udává aktuální šířka štěrbin z pohledu neutronů. u neutronů s menšími rychlostmi může dojít k situaci, že časová změna polohy štěrbin není zanedbatelná a roste jejich absorpce ve stěnách štěrbin, čímž se snižuje amplituda neutronového impulzu. Z tohoto vyplývá, že pravděpodobnost průchodu neutronů štěrbinou závisí na jejich rychlosti a je potřeba s touto skutečností počítat při konstrukce energetického spektra. Tyto parametry lze vylepšit pomocí vhodného tvaru štěrbin. Pro samotnou detekci neutronů je možné použít již dříve zmíněné detektory vhodné pro tepelné neutrony, tedy proporcionální čítač s BF_3 nebo ^3He , případně lithiové scintilátory. [1] [5]

Stejný princip lze použít i pro rezonanční neutrony, které mají energie v rozsahu 0,5 eV do několika desítek keV. Problém však nastává při jejich absorpci, kdy prakticky neexistuje materiál, který by to dokázal v celém rozsahu energií. Navíc pro dostatečné energetické rozlišení je potřeba pracovat s kratšími impulzy. Z tohoto důvodu není vhodné používat mechanické selektory a dostatečně krátké impulzy neutronů je možné generovat v urychlovačích částic. Zde však nastává problém poměrně vysoké energie neutronů v řádech keV, proto je potřeba tyto neutrony moderovat, čímž dochází k prodloužení neutronového pulzu. Následná detekce je o něco složitější než u tepelných neutronů. Při použití proporcionálního čítače s BF_3 je potřeba, aby měl malé rozměry, čímž klesá detekční účinnost. Výhodnější je použití kapalných scintilátorů s příměsí bóru, polovodičových detektorů nebo scintilačních skel. [1] [5]

4.4.2 Měření v oblasti rychlých neutronů

Pro neutrony v oblasti stovek keV až jednotek MeV je potřeba použít ještě kratší impulzy než v předchozím případě. K tomuto lze využít například cyklotron nebo elektrostatické lineární urychlovače, které však generují spojitý svazek nabitých částic. Pulzního režimu je možné dosáhnout pomocí kombinace clony a vychylovacích destiček připojených na střídavé napětí o vhodné frekvenci. Z principu vyplývá, že částice budou procházet clonou pouze pokud bude napětí na destičkách blízké nebo rovno nule. Pomocí změny frekvenci či amplitudy vychylovacího napětí je možné měnit délku pulzu a vzdálenost mezi pulzy. Jelikož tyto procesy probíhají v řádech ns je potřeba použít velmi rychlé detektory. Vhodné je opět použití scintilátorů. [1]

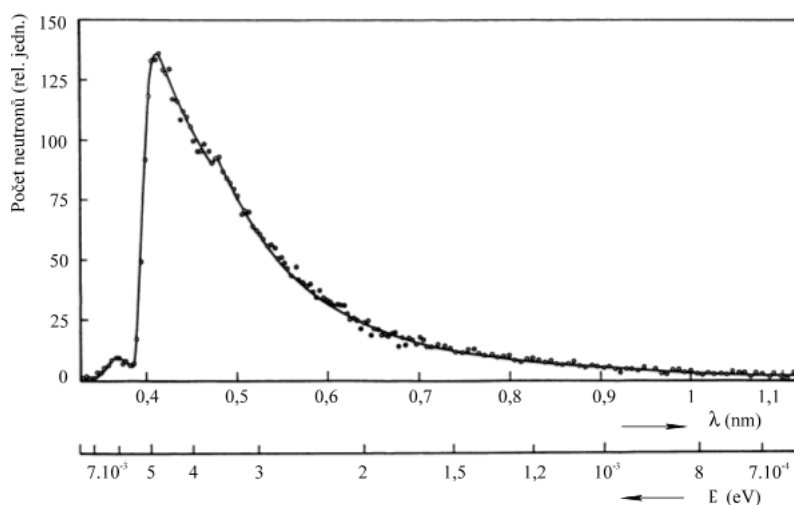
4.5 Metoda difrakce neutronů

Princip spektrometrů tohoto principu je založen na Braggovské difrakci (pružném rozptylu) neutronů na atomech krystalové mřížky. Jelikož je neutron poměrně těžká částice, dochází k difrakci při velmi nízkých energiích, kdy je jeho vlnová délka srovnatelná s mřížkovou konstantou d_0 (délka hrany) krystalu a částice se bude odrážet od jeho stěn. Kromě vlnové délky neutronu je odraz závislý i na úhlu dopadajícího svazku neutronů a tato skutečnost umožňuje využít krystalů pro neutronovou spektrometrii. Odraz na krystalu nastává pouze, pokud je dodržen Braggův vztah:

$$2d \sin \varphi = n\lambda \quad (4.2)$$

kde je φ úhel dopadající částice, d je vzdálenost mezi rovinami v krystalové mřížce, λ je vlnová délka neutronu a n je celé číslo. Pokud mají neutrony vlnovou délku $\lambda > 2d_0$, pak k odrazu od krystalu nedochází a neutrony jsou beze změny propuštěny. Neutrony o vlnové délce $\lambda < 2d_0$ jsou na krystalové struktuře rozptylovány a vychylovány od původního svazku neutronů do stran nebo rovnou v krystalu pohlcovány. Tuto skutečnost využívají polykrystalické filtry umožňující odfiltrovat část energií neutronů o krátké vlnové délce ze svazku, aniž by došlo k zeslabení neutronů o ostatních energiích.

Mezní vlnová délka, kdy již může dojít k vychýlení neutronu, označujeme jako $\lambda_m = 2d_0$. Polykrystalický filtr obvykle bývá ve formě tenké vrstvy, aby nedocházelo k absorpci neutronů jinými reakcemi, která může být z beryllia ($\lambda_m = 0,40$ nm), grafitu ($\lambda_m = 0,67$ nm), oxidu berylnatého ($\lambda_m = 0,45$ nm) nebo bismutu ($\lambda_m = 0,8$ nm). [1]



Obr. 4-4 – Neutronové spektrum za polykrystalickým filtrem [1]

Pokud je potřeba ze spojitého energetického spektra neutronů vymezit jen jeho určitou část se stejnou vlnovou délkou, je možné využít Braggovskou difrakci na velkém monokrystalu. Pokud svazek neutronů dopadá na monokrystal pod úhlem φ , pak se pod úhlem 2φ odrazí do detektoru neutrony splňující podmínku podle vztahu (3.2). Ostatní neutrony buď projdou krystalem beze změny nebo jsou rozptýleny mimo detektor. [1]

V závislosti na n existuje nekonečné množství vlnových délek, pro které je odraz neutronů možný, avšak prakticky docházím především k odrazu prvního řádu pro $n = 1$. Úpravou vztahu (3.2) se získá následující vztah pro velikost energie odražených neutronů:

$$E_n = 2,05 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{n^2}{d^2 \cdot \sin \varphi} \quad (4.3)$$

Uvedená rovnice, tak ukazuje závislost kinetické energie na úhlu dopadajícího svazku neutronů. Z tohoto je patrné, že změnou dopadajícího úhlu svazku částic neboli změnou polohy krystalu lze vymezit pouze neutrony o určité energii. [1]

Na tomto principu fungují krystalové spektrometry. Nevýhodou je, že s rostoucí kinetickou energií neutronů rychle klesá úhel odrazu φ . S velmi malými úhly je obtížné pracovat a prakticky jsou tyto spektrometry použitelné do energie v řádu desítek eV. Jejich rozlišovací schopnost ovlivňuje kromě rozmezí měřených úhlů také nedokonalost krystalové struktury. Nejlepší rozlišovací schopnost mají tyto spektrometry v oblasti mezních vlnových délek λ_m a s klesající

vlnovou délkou (neboli rostoucí energií) se tato schopnost zhoršuje. Nedokonalost krystalové mřížky se projevuje zejména v oblasti malých úhlů φ a tedy vyšších energií. Ve skutečnosti mají krystaly tzv. mozaikovou strukturu, která je způsobena právě poruchami v krystalu. Z tohoto důvodu dochází k dodatečnému rozptylu úhlů odrazu. Tato metoda je vhodná pro různé fyzikální měření, např. určení účinných průřezů nebo struktury různých látek. [1]

5 PRAKTICKÁ ČÁST – ANALÝZA POSTUPNĚ MODEROVANÉHO NEUTRONOVÉHO POLE

Jako cíl diplomové práce byl zvolen návrh postupného moderování neutronového toku vybranými materiály až do úplné absorpce a jak se přitom mění energetické spektrum hustoty neutronového toku. Nejprve byly navrženy vhodné moderující materiály a jejich tloušťky, následně experimentální metody. Pro analýzu neutronového pole byly zvoleny dva přístupy. Nejprve bylo provedeno experimentální měření pomocí neutronového aktivačního měření, a poté statistický výpočet pomocí programu MCNP. Získané výsledky z obou měření byly poté porovnány. Mezi jednotlivými deskami byly umístěny aktivační detektory a z naměřených hodnot se vypočítala reakční rychlost. Tato geometrie byla následně vymodelována a nasimulována v programu MCNP a získané výsledky byly porovnány s výsledky z aktivačního měření.

5.1 Návrh stínícího materiálu

Pro stínění neutronů byly zvoleny dva materiály. Nejprve byl zvolen materiál, který má velké moderační schopnosti. Jako ideální moderátor se nabízí čistá voda, avšak vzhledem ke složitosti provedení takového stínění byl tento materiál zavržen. Na místo toho byl zvolen zhuštěný polyethylen HDPE o hustotě $0,95 \text{ g/cm}^3$ v podobě desek, které byly umístěny přímo nad neutronový zdroj ve vrstvách. Druhý materiál s horšími moderačními vlastnostmi byl zvolen grafit o hustotě $1,8 \text{ g/cm}^3$ opět v podobě desek ve stejné konfiguraci.

Tloušťka stínícího materiálu byla stanovena podle teorie Fermiho stáří a střední vzdálenosti, kterou tepelný neutron urazí, než dojde k jeho absorpci. Neutronové spektrum můžeme rozdělit do dvou skupin, na tepelné a rychlé. Generované rychlé neutrony prochází pružnými rozptyly. Všechny moderátory mají malý účinný průřez pro absorpci rychlých neutronů, a tudíž po jejich zpomalení vstupují do skupiny tepelných neutronů. Dráhu, jakou rychlé neutrony urazí, než dojde k jejich zpomalení popisuje právě Fermiho stáří:

$$\tau_T = \frac{1}{6} \cdot \overline{r^2} \quad (5.1)$$

kde r je dráha neutronu. Z definice je patrné, že je to jedna šestina čtverce vzdálenosti, kterou neutron urazí od emise a po moderaci na tepelnou energii. Je to tedy plocha a má jednotku cm^2 . Podobný princip platí i pro skupinu tepelných neutronů. Zde je podstatná délka, kterou tepelné neutrony urazí, než dojde k jejich absorpci:

$$L_T = \frac{\overline{D}}{\Sigma_a} \quad (5.2)$$

kde Σ_a je účinný průřez pro absorpci a D je difúzní koeficient, který se určí jako jedna třetina střední vzdálenosti pro rozptyl:

$$\overline{D} = \frac{\lambda_s}{3} \quad (5.3)$$

Celkovou vzdálenost, kterou urazí neutron od vzniku jako rychlý, až po absorpci jako pomalý neutron kombinuje dohromady veličina nazývaná migrační délka [7][9]:

$$M^2 = \tau_T + L_T^2 \quad (5.4)$$

$$M = \sqrt{\tau_T + L_T^2} \quad (5.5)$$

Pro výpočet potřebné tloušťky grafitu byly použity tabulkové hodnoty [7], podle kterých je Fermiho stáří rychlých neutronů v grafitovém moderátoru 368 cm² a délka zpomalení tepelných neutronů 59 cm. Tyto hodnoty byly dosazeny do vzorce (5.5), pomocí kterého byla vypočítána migrační délka, a tedy potřebná tloušťka, která činí 62,04 cm. Z dostupných prostředků byla nakonec sestavena geometrie z grafitových desek o celkové tloušťce 53,2 cm. Aby v prvních vrstvách byla dosažena vyšší citlivost měření, byly desky postupně umísťovány nad zdroj od nejtenčí po nejtlustší, kromě první desky, která byla zvolena jako nosná, jelikož celková váha desek dosahovala 100 kg. Konfigurace použitých grafitových desek je uvedena v následující tabulce:

Tab. 5-1 – Rozměry použitých grafitových desek

Rozměr desek [mm]
360 x 345 x 26
391 x 254 x 14
273 x 210 x 27
360 x 340 x 30
415 x 344 x 36
415 x 305 x 42
428 x 349 x 47
363 x 257 x 57
360 x 345 x 62
393 x 254 x 94
404 x 252 x 97

Pro stanovení potřebné tloušťky HDPE nejsou k dispozici žádné tabulkové hodnoty a výpočet se poté stává velmi složitý. Z tohoto důvodu byl zaveden předpoklad, že tento materiál by měl mít o něco horší moderační účinky než samostatná voda, která má podle tabulkových hodnot [7] délku zpomalení 2,85 cm, Fermiho stáří 27 cm² a tedy migrační délku 5,93 cm. Z dostupných materiálů bylo nakonec zvoleno pět HDPE desek o rozměrech 26 x 20 x 2,03 cm a tvoří tedy celkovou tloušťku stínícího materiálu 10,15 cm.

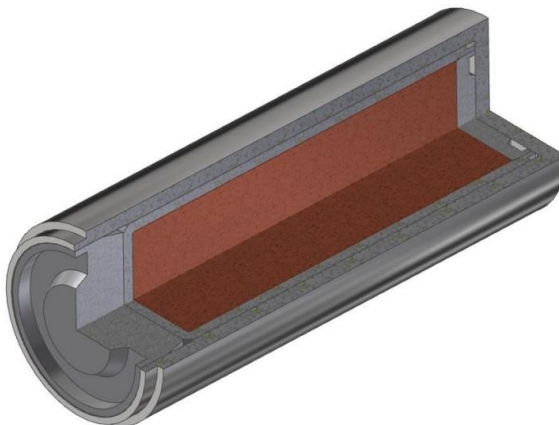
5.2 Neutronový zdroj

Použit byl laboratorní neutronový zdroj ²⁴¹Am-Be od výrobce Eckert & Ziegler Cesio zobrazený na obr. 5-1, výrobní číslo AS010/15. Jmenovitá aktivita radionuklidu činí 92,5 GBq a emise neutronů tohoto zdroje činila ke dni 5.11.2015, kdy byl zdroj zkoušen 5,6·10⁶ s⁻¹ s nejistotou 1,8 %. Zdroj se skládá z pouzdra, které je vyrobeno z chrom-niklové nerezové oceli 1,4541 dle ČSN EN 10088-1. Uvnitř pouzdra je umístěn radioaktivní prvek ve formě prášku oxidu američitého ²⁴¹AmO₂ o hmotnosti 833 mg, který je slisován s práškem beryllia ⁹Be o hmotnosti 7347 mg.

Pro výpočty, které budou v práci následovat je nutné emisi a aktivitu zdroje přepočítat k datu, kdy začalo první měření, což bylo 22.04.2020. Výpočet je proveden pomocí rozpadového zákona, kde $t = 1630$ dní a poločas rozpadu ^{241}Am je $T_{1/2} = 432,2$ let (stanoveno dle [10]).

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 92,5 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{432,2 \cdot 365} \cdot 1630} = 91,84 \text{ GBq} \quad (5.6)$$

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 5,6 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{432,2 \cdot 365} \cdot 1630} = 5,56 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (5.7)$$



Obr. 5-1 – Řez 3D modelem neutronového zdroje [11]

5.3 Neutronové aktivační měření

Po stanovení stínících materiálů a jejich konfigurace byla následně provedena volba vhodných aktivačních materiálů. Princip této měřicí metody byl již popsán v kapitole 4-3. Po vystavení vhodně zvoleného materiálu neutronovému toku, dojde po určité době k jeho aktivaci, tj. vzniku radioaktivního nuklidu, jehož vlastnosti jsou známy a následnou spektrometrií můžeme určit rychlost interakce, tj. počet vznikajících aktivovaných jader na jedno ozařované jádro za jednotku času. Tato veličina, obvykle nazývaná reakční rychlost, je pak přímo úměrná hustotě neutronového toku a účinnému průřezu interakce.

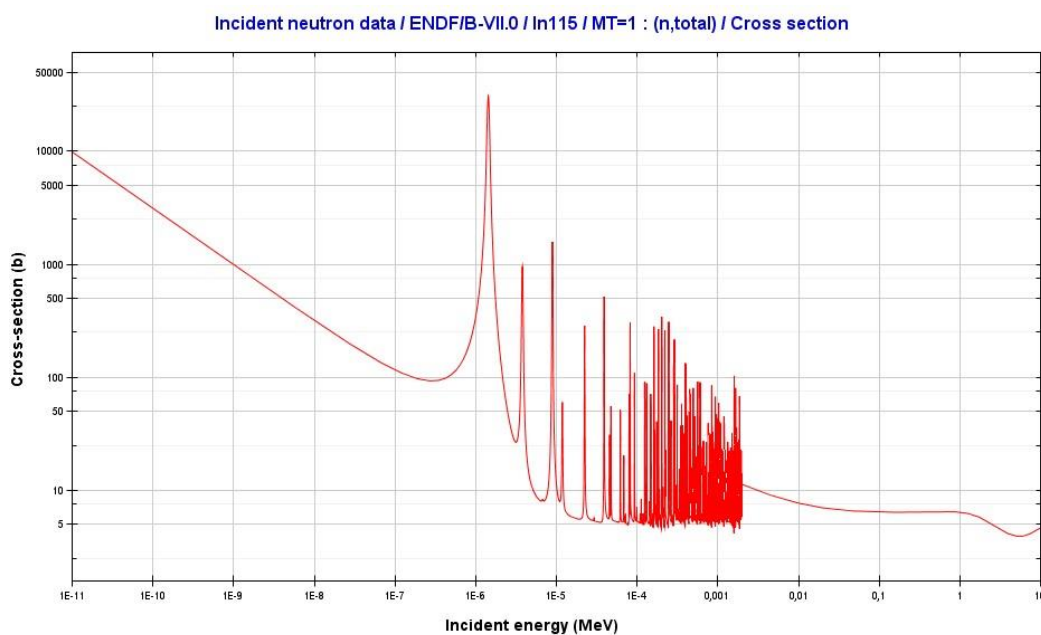
$$R_R = \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE \quad (5.8)$$

Nejdůležitější reakcí pro neutronové aktivační měření je radiační zachyt (n, γ), když terčové jádro zachytí neutron a stane se nestabilní. Během následného radioaktivního rozpadu jádro vyzáří kvantum energie gama. Předpokladem pro výběr vhodného materiálu aktivačního detektoru je, že v moderovaném neutronovém toku bude postupně převládat počet pomalých neutronů nad rychlými a z toho důvod je třeba volit materiál, který má vysoký účinný průřez v této oblasti. Z dostupných materiálů v laboratoři byly nakonec zvoleny vzorky z india a zlata, které při ozařování prochází následujícími reakcemi:

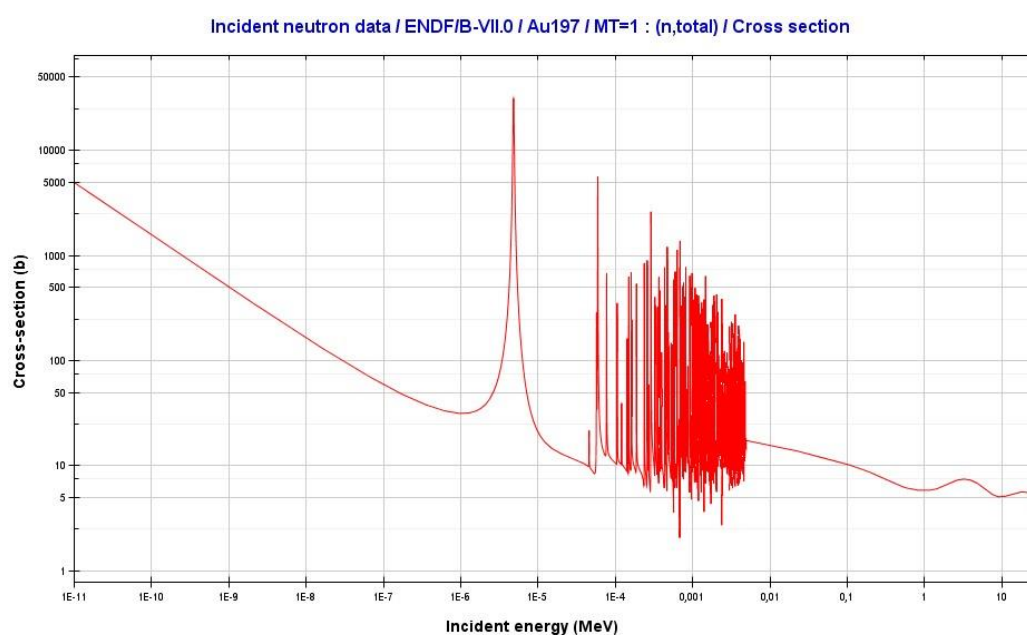


Poločasy rozpadu obou radioaktivních nuklidů jsou uvedeny v tabulce 4-2. Při následném rozpadu generuje ^{116m}In gama záření o několika energiích, ze kterých byly následně pro výpočet zohledněny $E_\gamma = 1293,558 \text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 84,4 \%$, $E_\gamma = 1097,326 \text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 56,2 \%$ a $E_\gamma = 416,86 \text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 27,7 \%$. Při rozpadu radionuklidu zlata je gama spektrometrie o poznání jednodušší, dochází k uvolnění záření gama pouze o jedné energii $E_\gamma = 411,802 \text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 96 \%$. [10]

Průběhy účinných průřezů se nabízí použít z evropské databáze JEFF-3.3, nicméně byla vybrána americká databáze ENDF/B-VII.0, jelikož s touto databází pracuje na ÚEEN aktuálně dostupná verze programu MCNP. Navíc průběhy v obou databázích jsou takřka totožné. Pro zobrazení účinných průřezů byl použit volně dostupný program JANIS NEA. [12]

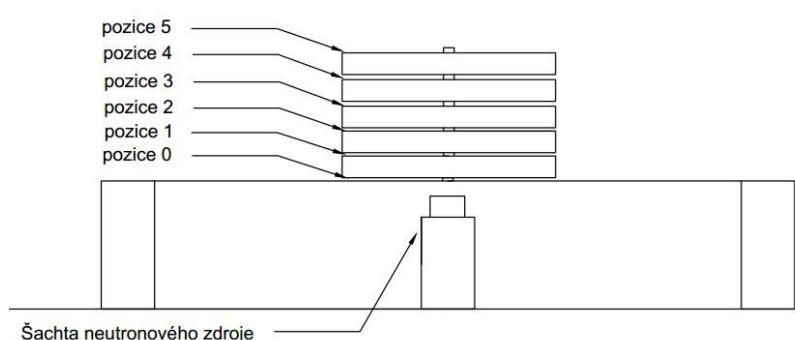


Obr. 5-2 – Průběh totálního účinného průřezu pro ^{115}In [12]

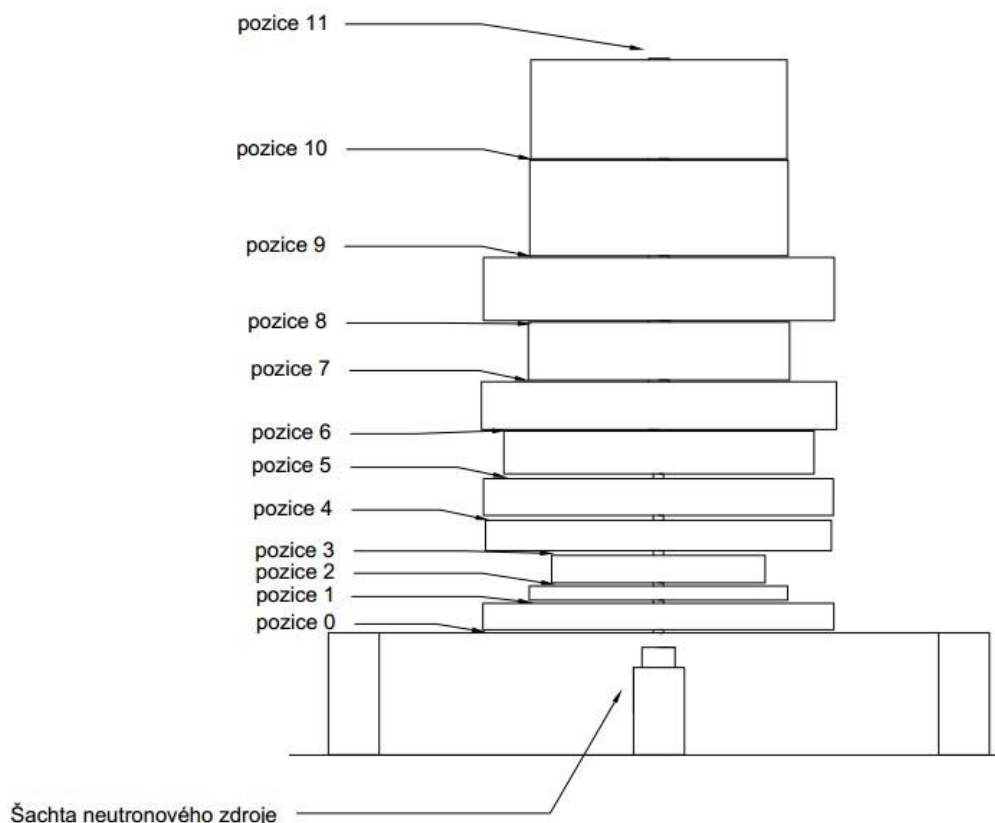


Obr. 5-3 – Průběh totálního účinného průřezu pro ^{197}Au [12]

Před začátkem samotného měření bylo nejprve potřeba povytáhnout neutronový zdroj ze šachty zdroje, aby bylo možné získat větší neutronový tok, který by byl za normálních okolností z velké části utlumen stíněním laboratorního standu a výsledkem by byl úzký paprsek neutronů. Zdroj byl vložen do PVC trubky s pevným dnem, která byla upevněna ve zdrojové šachtě. Střed neutronového zdroje se tedy nachází 6,5 cm pod vrchní hranou olověného stínění standu. Další výzvou bylo vhodné vystředění desek stínícího materiálu tak, aby byly vzorky umístěny přímo nad neutronovým zdrojem a byly tak aktivovány nejvyšší možnou hustotou neutronového toku. U HDPE desek toto nebyl problém vzhledem ke stejným a kompaktním rozměrům. Na nosnou paletu byl nakreslen obrys první desky, odměřeny vzdálenosti středu šachty neutronového zdroje a pozice označena na desce. Stejný postup byl proveden i pro další desky. U grafitových desek to byl vzhledem k rozdílným rozměrům ztíženější problém. Bylo zapotřebí pečlivě odměřovat pozici středu na všech deskách a zakreslovat obrysy následujících desek, aby byly pokaždé umísťovány stejně, nicméně i toto bylo zvládnuto. Pozice 0 v konfiguracích byla provedena pomocí kartonového papíru a slouží k měření neutronového toku, který není nijak moderován.



Obr. 5-4 – Boční pohled konfiguraci HDPE desek



Obr. 5-5 – Boční pohled na konfiguraci grafitových desek

Na všech jednotlivých pozicích bylo také provedeno měření pomocí aktivních plynových detektorů, jejichž princip byl popsán v kapitole 4.1. Z dostupných byly v laboratoři použity detektory plněné plynem ^3He (SN: 10124) a BF_3 (SN: 10171). Naměřené hodnoty odpovídají počtu detekovaných částic a jsou uvedeny v následujících tabulkách.

Tab. 5-2 - Měření na HDPE deskách pomocí plynného detektoru ^3He

Číslo měření	1 [counts/s]	2 [counts/s]	3 [counts/s]	4 [counts/s]	5 [counts/s]	Průměr [counts/s]
pozice 0	1610	1750	1530	1580	1750	1644
pozice 1	1590	1610	1510	1530	1670	1582
pozice 2	1220	1390	1310	1190	1260	1274
pozice 3	1030	990	1070	1080	1030	1040
pozice 4	791	782	764	792	771	780
pozice 5	590	595	564	538	561	570

Tab. 5-3 – Měření na grafitových deskách pomocí plynného detektoru ^3He

Číslo měření	1 [counts/s]	2 [counts/s]	3 [counts/s]	4 [counts/s]	5 [counts/s]	Průměr [counts/s]
pozice 0	1670	1740	1680	1550	1480	1624
pozice 1	1320	1340	1400	1290	1390	1348
pozice 2	1140	1200	1160	1100	1150	1150
pozice 3	876	889	910	892	937	901
pozice 4	710	708	709	698	693	704
pozice 5	555	580	603	591	574	581
pozice 6	520	506	497	501	515	508
pozice 7	414	419	424	419	410	417
pozice 8	334	337	341	345	332	338
pozice 9	304	290	284	281	274	287
pozice 10	232	212	224	230	225	225
pozice 11	180	190	191	195	187	189

Tab. 5-4 - Měření na HDPE deskách pomocí plynného detektoru BF_3

Číslo měření	1 [counts/s]	2 [counts/s]	3 [counts/s]	4 [counts/s]	5 [counts/s]	Průměr [counts/s]
pozice 0	744	765	746	716	767	748
pozice 1	765	754	776	794	750	768
pozice 2	677	628	592	653	607	631
pozice 3	499	485	478	510	529	500
pozice 4	352	361	375	364	381	367
pozice 5	265	282	271	272	285	275

Tab. 5-5 – Měření na grafitových deskách pomocí plynného detektoru BF_3

Číslo měření	1 [counts/s]	2 [counts/s]	3 [counts/s]	4 [counts/s]	5 [counts/s]	Průměr [counts/s]
pozice 0	813	763	700	783	706	753
pozice 1	650	641	660	637	632	644
pozice 2	580	573	539	545	543	556
pozice 3	435	407	424	418	409	419
pozice 4	333	335	318	345	330	332
pozice 5	308	268	293	286	275	286
pozice 6	254	222	233	223	235	233
pozice 7	203	197	200	195	197	198
pozice 8	142	159	145	151	150	149
pozice 9	139	133	123	129	131	131
pozice 10	105	107	106	107	105	106
pozice 11	96	95	90	91	91	93

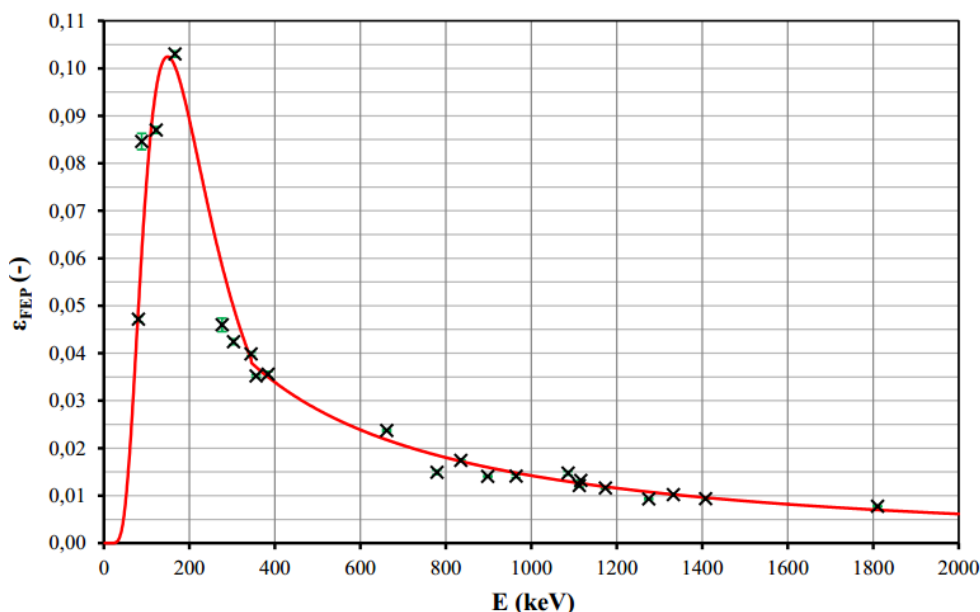
Během následného aktivačního měření byl proces prováděn uvedeným způsobem. Sestavené vzorky z india a zlata byly umístěny na jednotlivé pozice a aktivovány po dobu t_a . Celkem bylo vytvořeno 6 vzorků z india a 6 vzorků ze zlata. Tento počet umožnil ozařovat všechny vzorky naráz u HDPE. U grafitu byly vzorky nejdříve ozařovány v první polovině desek a po změření a vymření aktivovaných radionuklidů se vzorky použily pro ozařování druhé poloviny. Vhodná doba aktivace je přibližně čtyři poločasy rozpadu. Pro ^{116m}In , které má poločas rozpadu necelou hodinu je dosaženo nasycené aktivity po několika hodinách. Vzorky byly pokaždé ozařovány přes noc a poté postupně z jednotlivých pozic odebírány. Pro ^{197}Au by toto však znamenalo dobu ozařování

přibližně 11 dní, což bylo vzhledem k časové tísní těžko proveditelné. Bylo proto rozhodnuto, že doba aktivování zlata musí být alespoň 3 dny, abychom se dostali za 50 % nasycené aktivity.

Ozářený vzorek je odebrán z pozice, přenesen do gama spektrometru a je započato měření. Během této doby, kdy je vzorek přenášen však již dochází k rozpadu aktivovaného radionuklidu a tento časový úsek charakterizuje doba vymírání t_v . V našem případě byla tato doba přibližně 10 vteřin pro každý vzorek. Vzhledem k jejich poločas rozpadu je však tento časový úsek prakticky zanedbatelný a z tohoto důvodu s ním nebylo počítáno. Pro aktivované radionuklidy, které by však měly poločas rozpadu v řádu jednotek minut, je nutno s touto dobou počítat.

Měření vzorků bylo provedeno v polovodičovém HPGe (High Purity Germanium) detektoru PGT PIG 10. Detektor je umístěn uprostřed olověného boxu sestaveném z olověných šípových cihel, jehož vnitřní stěny jsou obaleny kadmiovým a měděným plechem k odstínění okolního záření. Detektor je dále připojen k multikanálovému analyzátoru ORTEC Spectrum Master 919, zesilovači ORTEC 572 a vysokonapětovému zdroji SILENA 7716. Nabírání gama linek ozářených vzorků bylo provedeno v programu Maestro. Celková doba nabírání gama linek je charakterizována reálnou dobou trvání měření t_{real} a dobou, kdy detektor registruje dopadající fotony t_{live} . Rozdíl mezi těmito časy tvoří tzv. mrtvá doba, kdy je detektor zahlcen příjmem signálu. Následná spektrometrie byla provedena v programu GAMWIN. [11] [13]

Pro výpočet reakční rychlosti je ještě zapotřebí zjistit účinnost detekce záření gama detektorem. Tato veličina udává, jaké množství kvant gama detektor registruje pro danou energii a geometrii, ve které probíhá měření. Pro náš typ spektrometrie je podstatná peaková účinnost, která představuje pravděpodobnost, že se foton emitovaný radioaktivním rozpadem dostane do citlivého objemu detektoru, přičemž mu předá veškerou svou energii. Velikost této účinnosti je závislá na energii detekovaného fotonu, vzdálenosti mezi detektorem a zářičem a také absorpci v materiálech. Stanoví se odečtením z účinnostní kalibrační křivky, která je zobrazena na obrázku. Odečet se provede pro jednotlivé energie emitovaného gama záření. [13] [14]



Obr. 5-6 – Účinnostní kalibrační křivka [11]

Z naměřených hodnot a následné gama spektrometrie se vypočítá hodnota reakční rychlosti podle vztahu:

$$R_R = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{real}}) \cdot \varepsilon(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)} \quad (5.11)$$

kde $S(E_\gamma)$ je čistá plocha peaku s odečteným pozadím a $\varepsilon(E_\gamma)$ je účinnost detekce. Ve jmenovateli člen $(1 - e^{-\lambda t_a})$ provádí korekci reakční rychlosti na rozpad během ozařování, člen $(1 - e^{-\lambda t_{real}})$ koriguje na rozpad během měření, člen $I_\gamma(E_\gamma)$ provádí korekci na intenzitu gama linky a člen $\varepsilon(E_\gamma)$ provádí korekci na účinnost detekce. Ve jmenovateli by se správně měl ještě vyskytnout člen $e^{-\lambda t_v}$, který koriguje na rozpad radionuklidu mezi koncem ozařování a začátkem měření [13]. Z výše uvedených důvodů se však s touto dobou nepočítá a není ve vzorci uvedena. Pro indium se reakční rychlost spočítá pro jednotlivé peaky, poté je ještě potřeba vypočítat souhrnnou reakční rychlost podle vztahu:

$$R_{Rs} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ri}}{S^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{S^2}} \quad (5.12)$$

V tomto vztahu s značí nejistotu měření. Ta je obvykle způsobena náhodnými vlivy při měření, chybou měřicích přístrojů a použité metody. Způsobuje tak odchylku reálných a naměřených hodnot. Největší mírou se na výsledku projeví nejistota naměřené aktivity. Na té se podílí zejména nejistota naměřené plochy S v programu GAMWIN, nejistota detekční účinnosti (byla brána konstantní 5 %), nejistota energie detekovaného peaku a nejistota hmotnosti zvážených vzorků. Nejistoty se poté geometricky sčítají a výpočet celkové nejistoty se poté provede podle následujícího vzorce [15]:

$$s = \sqrt{\sum_{i=1}^n s_i^2} \quad (5.13)$$

Tab. 5-6 – Vypočtené hodnoty reakčních rychlostí pro HDPE

	Indium			Zlato	
Pozice	m [g]	Rrs [s^{-1}]		m [g]	Rr [s^{-1}]
0	2,2244	3,44E-20		2,0759	4,91E-20
1	2,2356	5,32E-20		2,0035	8,54E-20
2	2,2322	4,74E-20		2,0526	7,21E-20
3	3,3033	2,93E-20		2,5399	3,92E-20
4	3,4930	1,57E-20		2,5804	2,09E-20
5	3,5172	3,98E-21		2,5725	4,36E-21

Tab. 5-7 – Vypočtené hodnoty reakčních rychlostí pro grafit

Pozice	Indium			Zlato	
	m [g]	Rrs [s^{-1}]		m [g]	Rr [s^{-1}]
0	2,2244	2,42E-20		2,0759	3,58E-20
1	2,2356	1,72E-20		2,0035	3,18E-20
2	2,2322	1,46E-20		2,0526	2,97E-20
3	3,3033	1,22E-20		2,5399	2,65E-20
4	3,4930	9,68E-21		2,5804	2,26E-20
5	3,5172	7,18E-21		2,5725	1,25E-20
6	4,4697	9,86E-21		2,0759	1,58E-20
7	4,4671	7,18E-21		2,0035	1,26E-20
8	4,5128	5,18E-21		2,0526	9,07E-21
9	4,4835	3,65E-21		2,5399	5,22E-21
10	4,4993	1,83E-21		2,5804	4,97E-21
11	4,5137	1,37E-21		2,5725	2,53E-21

5.4 Simulace v programu MCNP

Monte-Carlo N-particle je program vytvořený laboratoří Los Alamos a umožňuje simulovat chování částic v naprogramované geometrii, provádět analýzu transportu neutronů, gama záření apod. Vstupní soubor tzv. input file slouží k definici problému a je možné ho rozdělit do tří základních bloků (karet). Je vhodné zmínit, že program nepoužívá základní jednotky, rozměry se zadávají v cm, energie v MeV, hustota v g/cm^3 , účinné průřezy v barnech. [16] [17]

Blok Cell cards popisuje buňky nebo lépe řečeno objemy ohraničené plochami, které se definují v následující kartě. V prvních pěti sloupcích je definováno číslo buňky, následně hustota materiálu, kterou je možno zadávat kladně jako atomovou hustotu v jednotkách 10^{24} atomů/ cm^3 nebo záporně jako hustotu v g/cm^3 . Dalším parametrem pak je číslo materiálu, jehož vlastnosti jsou definovány v bloku Data cards. Vyplnění buňky materiálem se zadá pomocí kombinace boolenských operátorů pro vybrané plochy. Jako poslední se zadává důležitost částic pro jednotlivé buňky. Řešený problém je obvykle uzavřen v kouli nebo válci a mimo tyto hranice se nastaví částicím důležitost nula. Pokud dojde k úniku rozptýlených částic mimo tyto hranice, program s nimi přestává počítat a generuje částice nové. [16] [17]

V bloku Surface cards je definována geometrie pomocí kombinace rovin a základních objektů v kartézském souřadném systému (x,y,z). V prvních pěti sloupcích je zadáno číslo plochy, následuje specifikace typu roviny nebo objektu (macrobodyes), jejich parametrů a velikostí. [16] [17]

Jako poslední je zadána karta dat. Jako první tento blok definuje typ simulovaných částic, v našem případě příkazem MODE N pro neutrony. Materiálům se nastaví specifické číslo, složení z prvků nebo jejich izotopů číslem ZZZAAA (ZZZ je protonové číslo a AAA je nukleonové číslo) a poté jejich procentuální zastoupení v materiálu. Ještě je nutné zadat číslo knihovny, ze které program vybírá účinné průřezy a počítá s nimi. V našem případě je to knihovna .70c, která používá

účinné průřezy pro teplotu 273,15 K. Následuje specifikace zdroje příkazem SDEF, definuje se jeho pozice v prostoru, směr vyzařování částic a energetické spektrum s intenzitami pro jednotlivé energie. [16] [17]

Základem pro sestavení programu byl model laboratorního standu z diplomové práce Martina Jelínka [11]. Byly provedeny potřebné změny v původní geometrii a následně sestavena nadstavba. Aktivační detektory byly sestaveny tak, že ze známé hustoty a hmotnosti vzorků byl vypočítán jejich objem. Rozměry vzorků by měly co nejvíce odpovídat realitě (zpravidla fólie 1x1 cm), následně byla dopočítána jejich výška.

Program MCNP byl použit ve verzi 6, jehož součástí je také MCNPX Visual Editor neboli Vised. Ten dokáže přečíst vstupní input file a graficky zobrazit nadefinovaný problém. V tomto programu je také možné pomocí průvodce provádět veškeré operace jako při programování vstupního souboru. Jelikož však není program příliš intuitivní, byl používán pouze pro zobrazení a kontrolu geometrie. Pro definici materiálového složení a knihoven účinných průřezů grafitu, HDPE a aktivačních detektorů byla použita databáze [19]. Požadované výsledky z výstupu simulace MCNP se zadávají v datové kartě pomocí příkazu tally, kterým definujeme počítanou veličinu. V našem případě byla počítána tally F4, kterou se získá průměrný neutronový tok procházející objemem určité buňky:

$$F4 = \frac{1}{V} \int_V dV \int_E dE \int_{4\pi} d\Omega \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (5.14)$$

Výpočet byl nadefinován pro jednotlivé buňky, které představují aktivační detektory na všech pozicích. Aby bylo možné z výsledků vypočítat hodnotu reakční rychlosti pro porovnání s výsledky z neutronového aktivačního měření, je zapotřebí tally rozdělit do jednotlivých energetických skupin (binů) pomocí příkazu e0. Zadájí se limitní energie, které určují hranice skupin a do těch je počítaný neutronový tok rozdělen. Stěžejní je vhodná volba kroku energetických binů. Příliš malý krok prodlužuje výpočet z důvodu větší počáteční chyby počítaného tally a pro dosažení relevantních výsledků je zapotřebí větší množství generovaných částic. Na druhou stranu příliš velký krok znamená menší citlivost, a tedy větší odchylku výpočtu od reality. Je potřeba mít na paměti, že MCNP počítá neutronový tok ve vztahu na jednu částici. Pro získání reálné hustoty neutronového toku je tedy zapotřebí vypočtenou hodnotu vynásobit skutečnou emisivitou zdroje, která byla spočítána v rovnici 5.7. [16] [17]

Počet generovaných částic se zadává jako jeden z posledních parametrů příkazem NPS, čím více částic, tím přesnější výsledek, ale delší výpočetní čas. Pro výpočet HDPE se ukázal jako postačující počet částic 1e8. Výpočet byl proveden na procesoru Intel Core i5-4210H o frekvenci 2,9 GHz s dobou trvání cca 7 hodin. U grafitu je zapotřebí větší množství generovaných částic, jelikož v posledních vrstvách stínícího materiálu již nejsou prakticky žádné neutrony a vzniká zde největší chyba. Pro zlaté detektory byl počet generovaných částic 2e9 a pro indium 3e9. Při zvyšování počtu částic lineárně narůstá i výpočetní čas. Vzhled k této časové náročnosti byly simulace provedeny na školním výpočtovém serveru. Aby nedošlo ke ztrátě vypočítaných dat např. zhroucením programu, bylo nastaveno průběžné ukládání výsledků po 30 minutách příkazem PRDMP. [16] [17]

Aby bylo možné z výsledků simulace vypočítat hodnotu reakční rychlosti podle vzorce 5.8, je potřeba zjistit účinné průřezy pro indium a zlato. Energetické skupiny byly pro oba prvky navrženy tak, aby vhodně kopírovaly průběhy na obr. 5-2 a 5-3 a byla tak dosažena vhodná citlivost na peak

pomalých a také rychlých neutronů. Účinné průřezy mezi jednotlivými energiemi byly aproximovány konstantními hodnotami účinného průřezu. Hodnoty poskytnuté vedoucím práce byly zjištěny z programu NJOY [18].

Následně byly vypočteny dílčí reakční rychlosti podle již zmíněného vzorce. Výsledná celková hodnota reakční rychlosti se získá integrací přes všechny energetické skupiny. Získaný výsledek je možno porovnat s výsledky z neutronového aktivačního měření (v grafech označováno jako NAM). [16] [17]

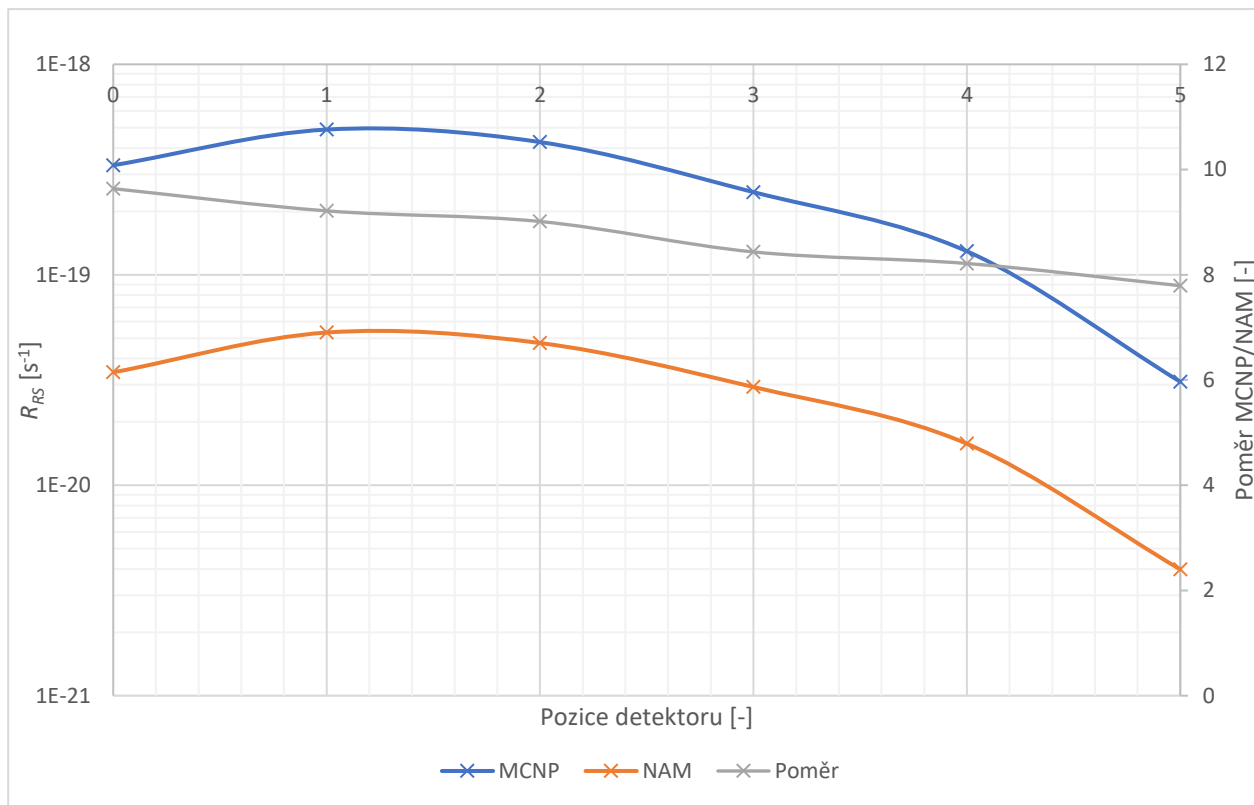
Tab. 5-8 – Výsledné hodnoty reakčních rychlostí ze simulace v MCNP pro HDPE desky

	Indium		Zlato
Pozice	$Rr [s^{-1}]$		$Rr [s^{-1}]$
0	3,32 E-19		9,57 E-20
1	4,90 E-19		1,22 E-19
2	4,27 E-19		9,32 E-20
3	2,47 E-19		6,07 E-20
4	1,29 E-19		3,48 E-20
5	3,10 E-20		1,09 E-20

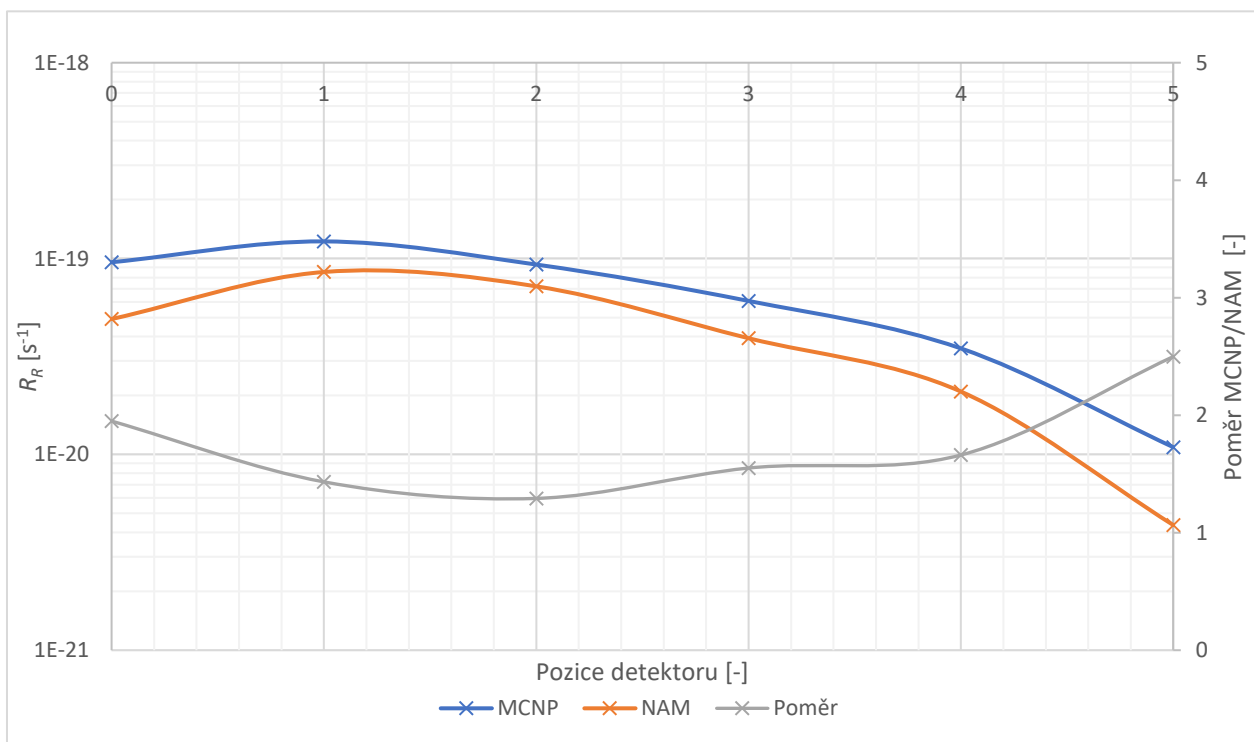
Tab. 5-9 - Výsledné hodnoty reakčních rychlostí ze simulace v MCNP pro grafitové desky

	Indium		Zlato
Pozice	$Rr [s^{-1}]$		$Rr [s^{-1}]$
0	2,99 E-19		8,26 E-20
1	2,58 E-19		7,81 E-20
2	2,26 E-19		6,86 E-20
3	1,95 E-19		5,41 E-20
4	1,54 E-19		4,23 E-20
5	1,14 E-19		3,19 E-20
6	8,65 E-20		2,43 E-20
7	5,79 E-20		1,67 E-20
8	3,56 E-20		1,05 E-20
9	2,02 E-20		5,66 E-21
10	7,67 E-21		2,04 E-21
11	8,72 E-22		2,38 E-22

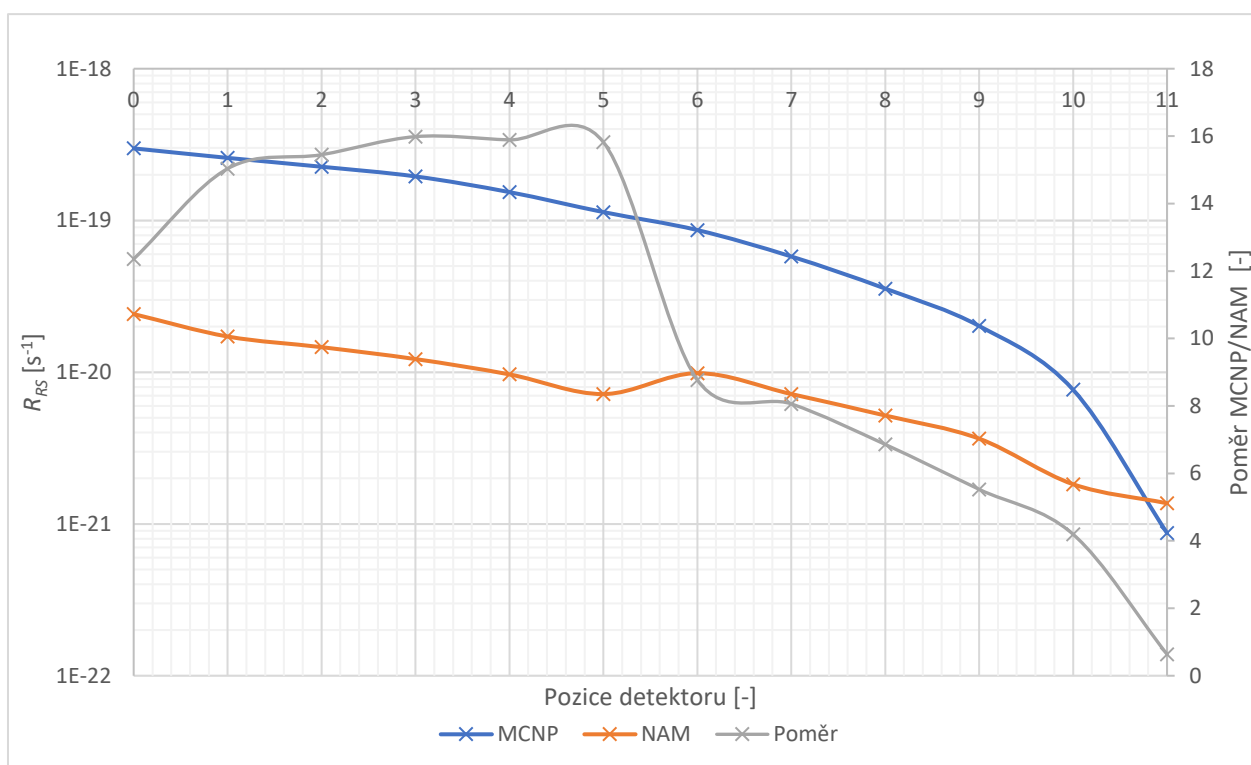
5.5 Porovnání výsledků experimentu a simulace



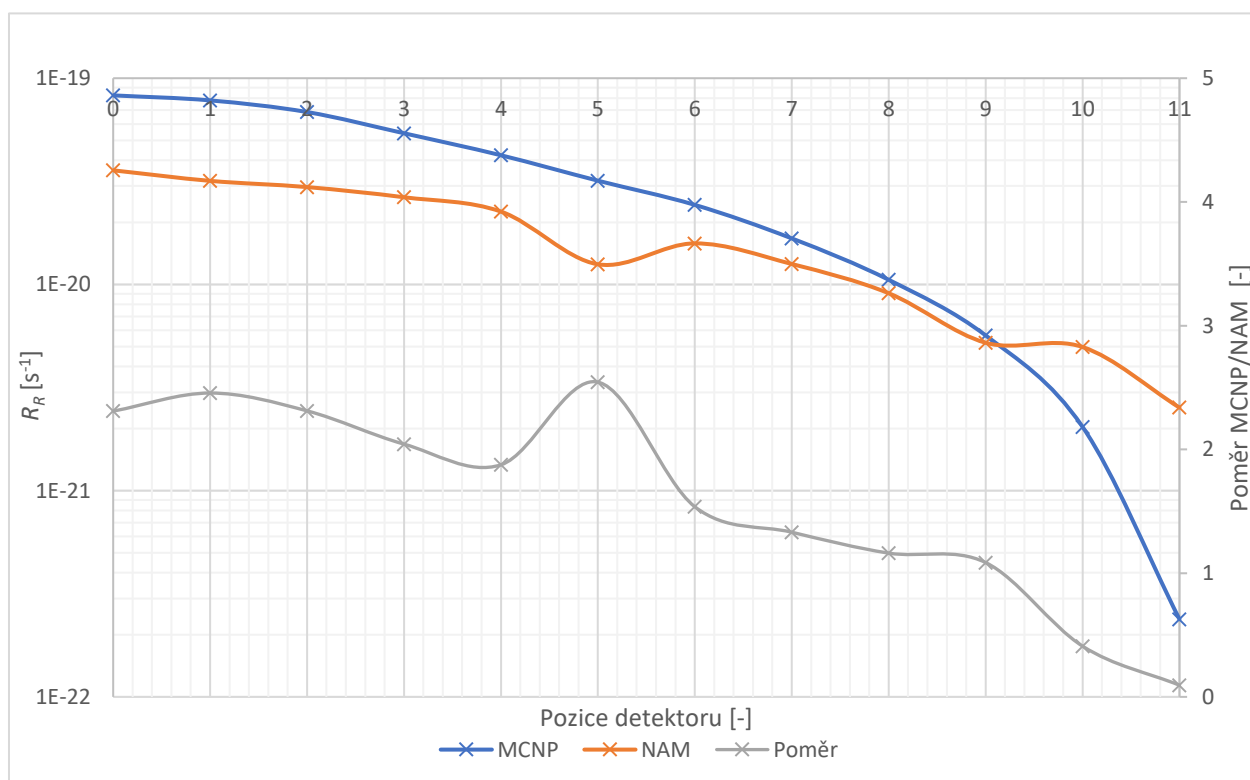
Obr. 5-7 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro HDPE s Indiem



Obr. 5-8 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro HDPE se zlatem



Obr. 5-9 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro grafit s Indiem

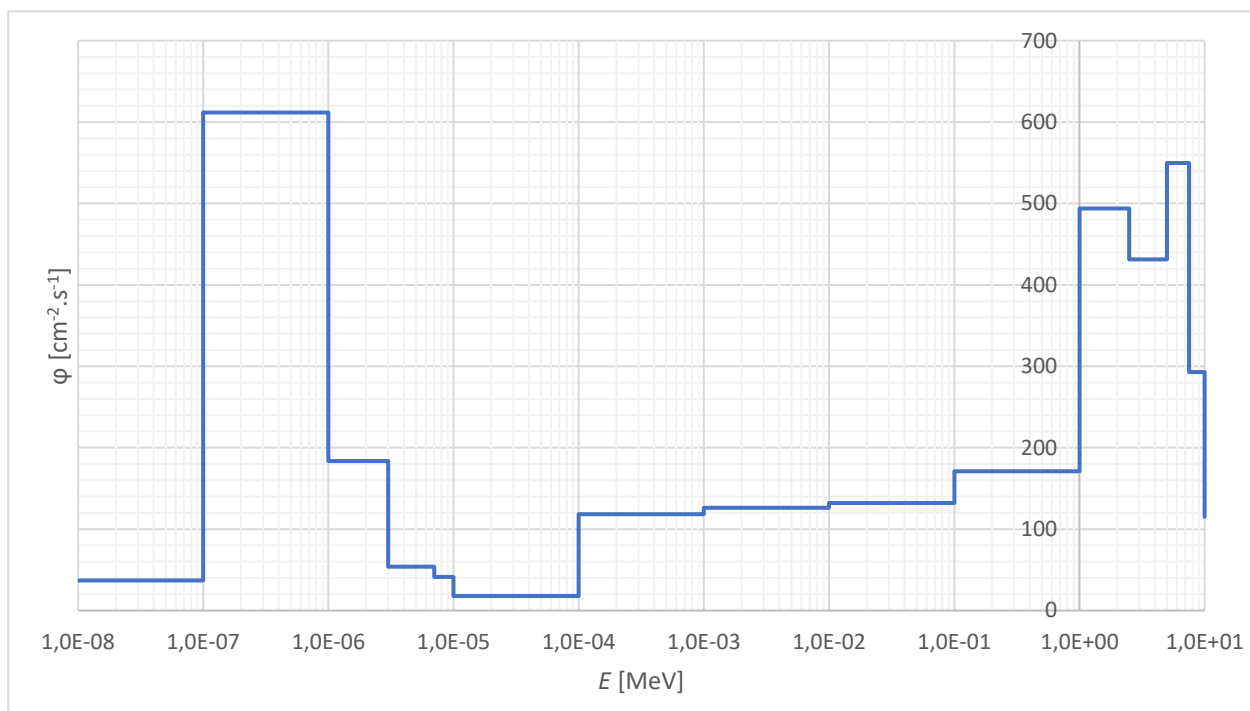


Obr. 5-10 - Porovnání reakčních rychlostí NAM vs MCNP pro grafit se zlatem

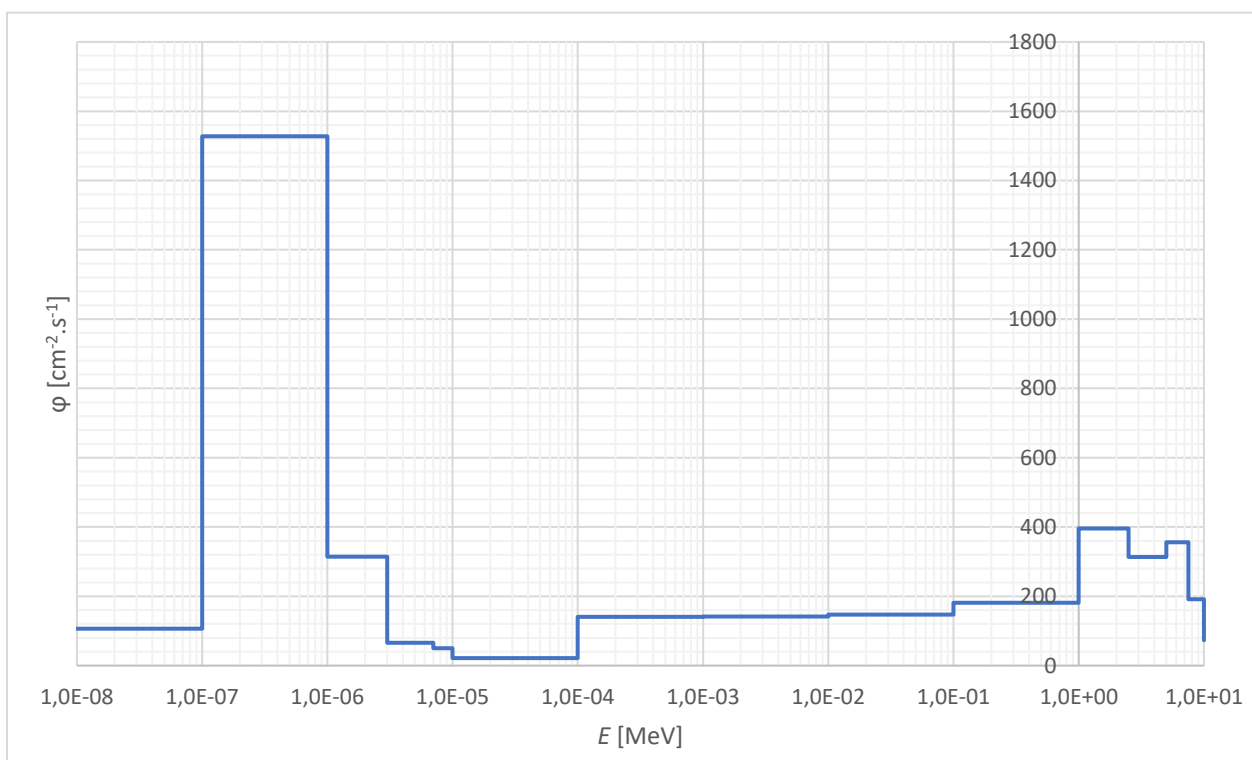
5.6 Energetické spektrum hustoty neutronového toku

Pro získání energetického spektra neutronového toku v jednotlivých pozicích stínícího materiálu není možné použít stejné kódy použité pro výpočet reakčních rychlostí. Dochází totiž ke ztrátě neutronů (zejména pomalých) interakcemi s materiály aktivačních detektorů. Správnou rekonstrukci neutronového spektra získáme úpravou původních kódů. Všechny buňky, které představovaly materiál detektorů, byly nahrazeny vzduchem, který nezeslabuje neutrony a nedojde tak k ovlivnění neutronového toku. Výpočet hustoty toku zůstane stejný pomocí tally F4. Rozdělením do energetických binů se nastaví citlivost kroku. Vzhledem k široké škále energií bylo zachováno rozdělení z původního výpočtu pro zlaté detektory. Pokud by bylo žádoucí zjistit jemnější rozdělení toku, stačí přidat další skupiny energií do binů. Je však třeba počítat s větší výpočtovou náročností. Stejné nastavení bylo provedeno jak pro desky z HDPE, tak pro grafit. Výsledné hodnoty hustoty neutronového toku v jednotlivých pozicích jsou uvedeny v následujících podkapitolách.

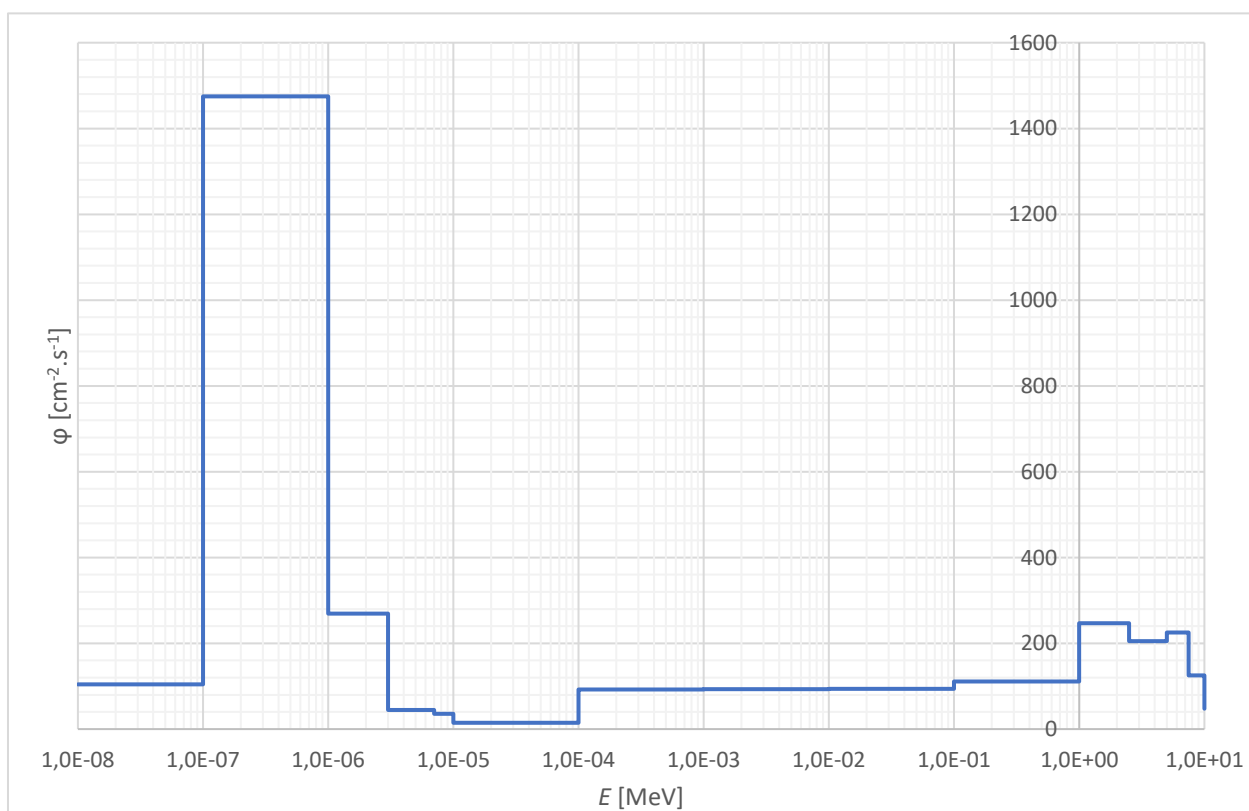
5.6.1 Výsledky pro HDPE desky



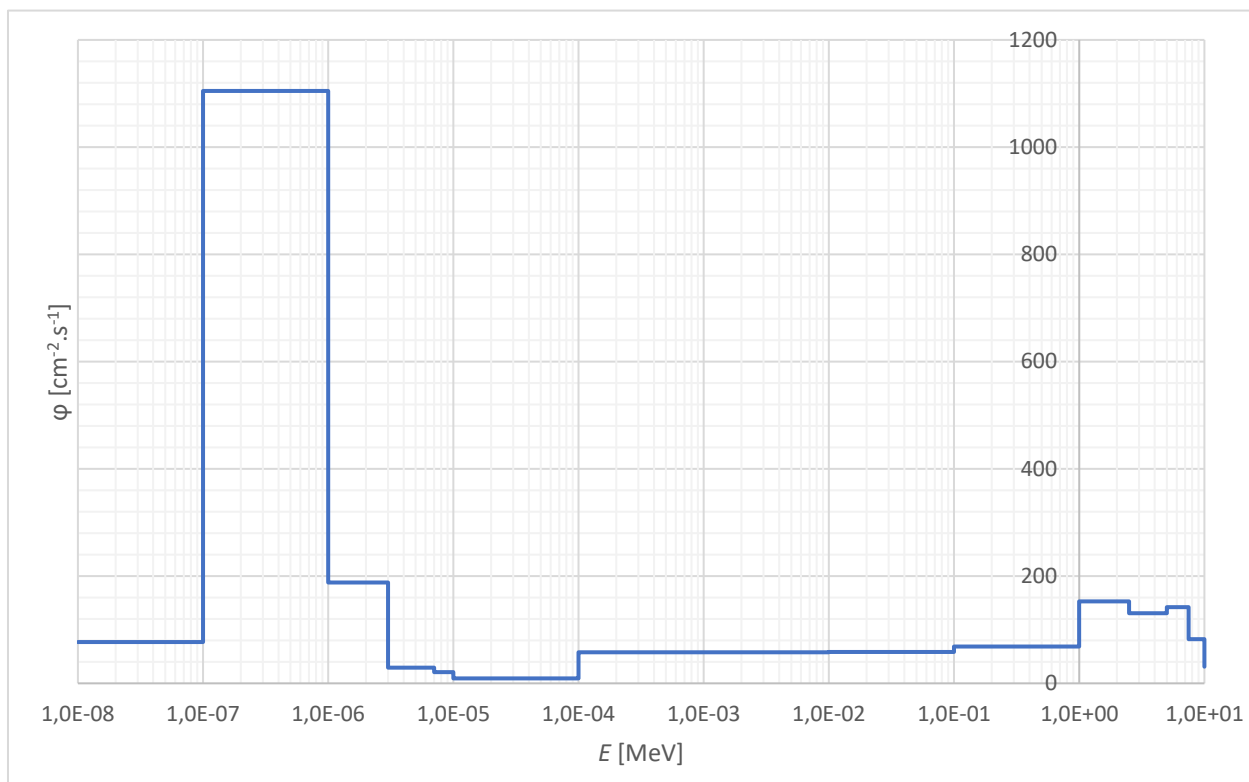
Obr. 5-11 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 0



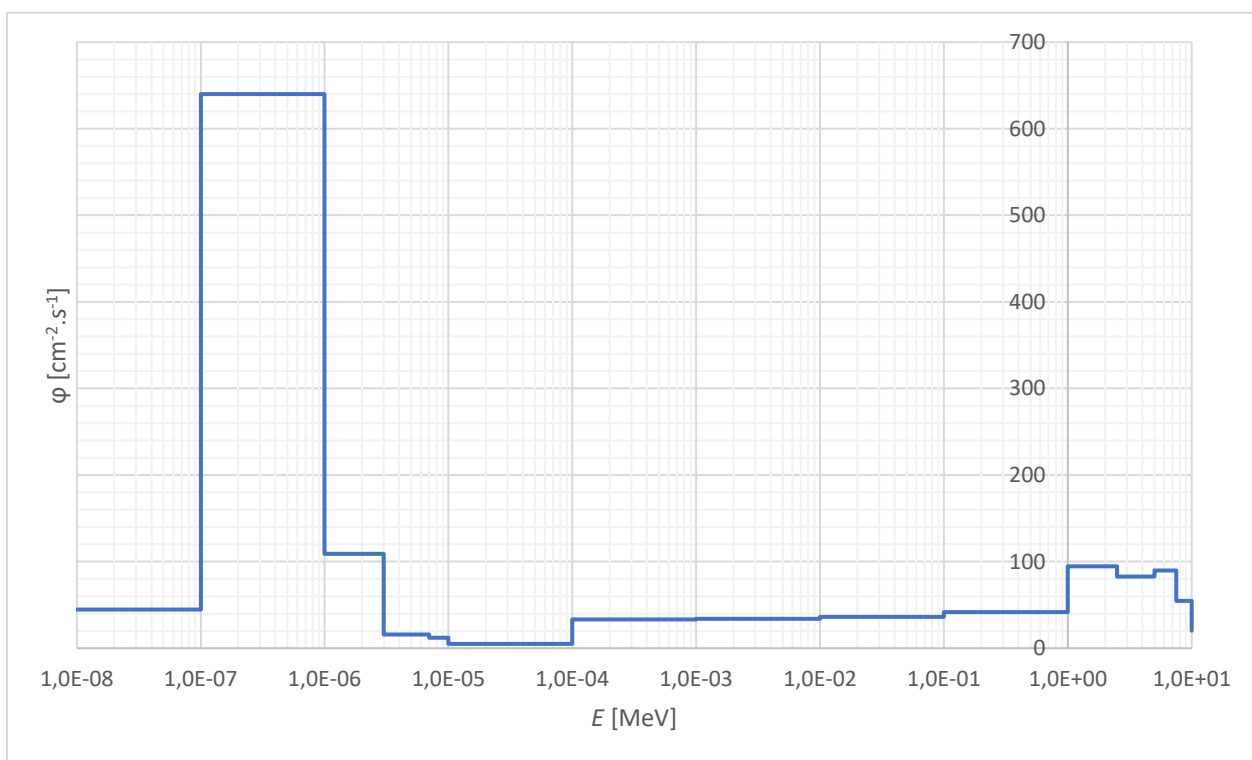
Obr. 5-12 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 1



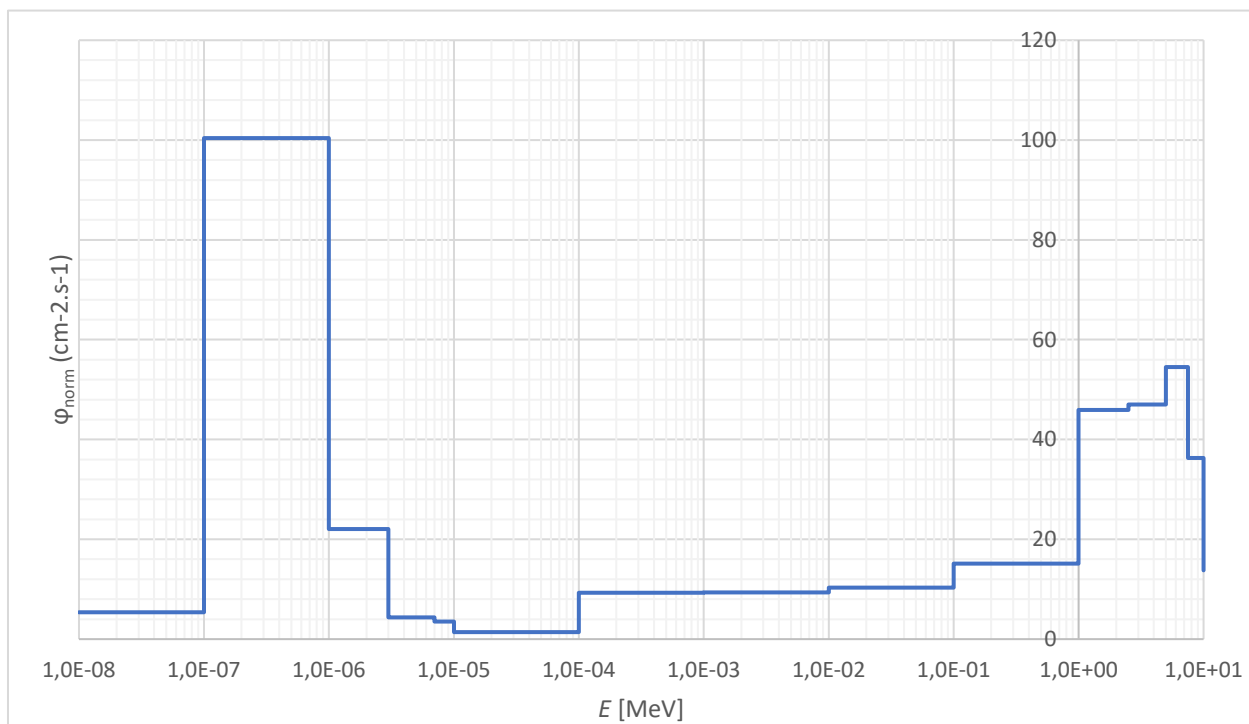
Obr. 5-13 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 2



Obr. 5-14 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 3



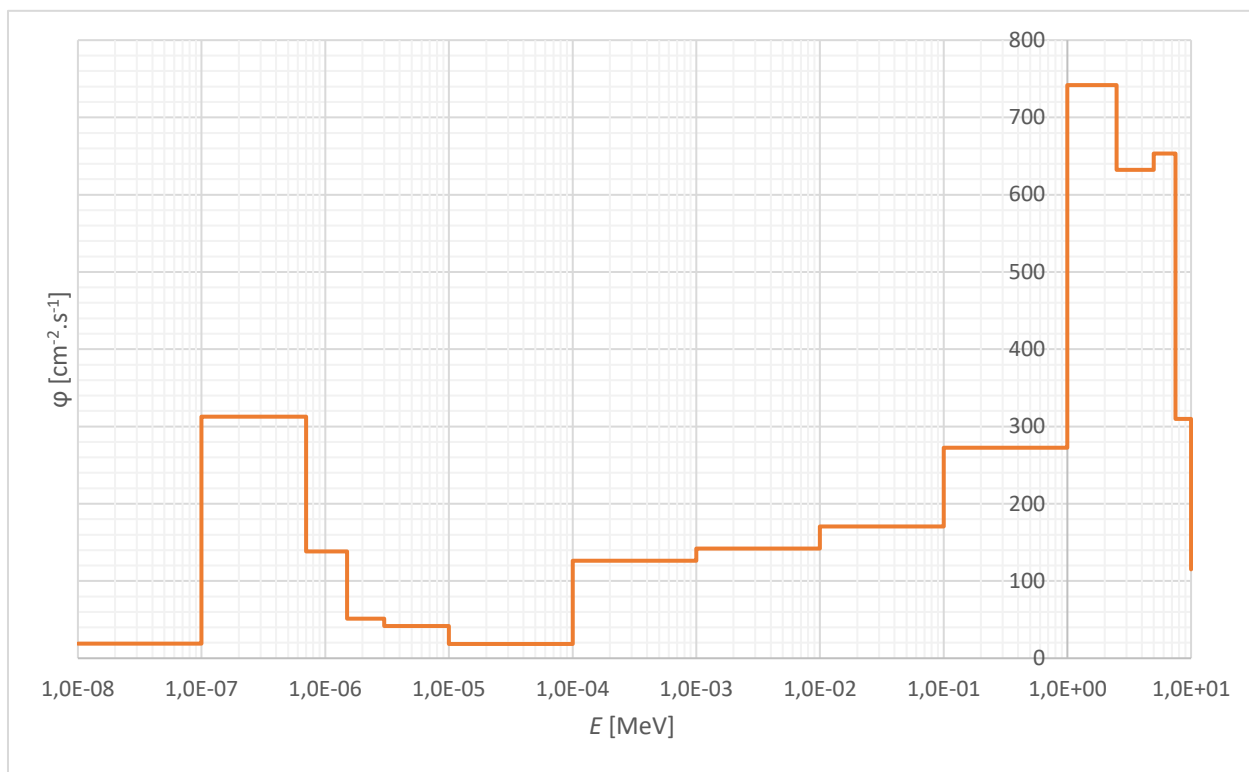
Obr. 5-15 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 4



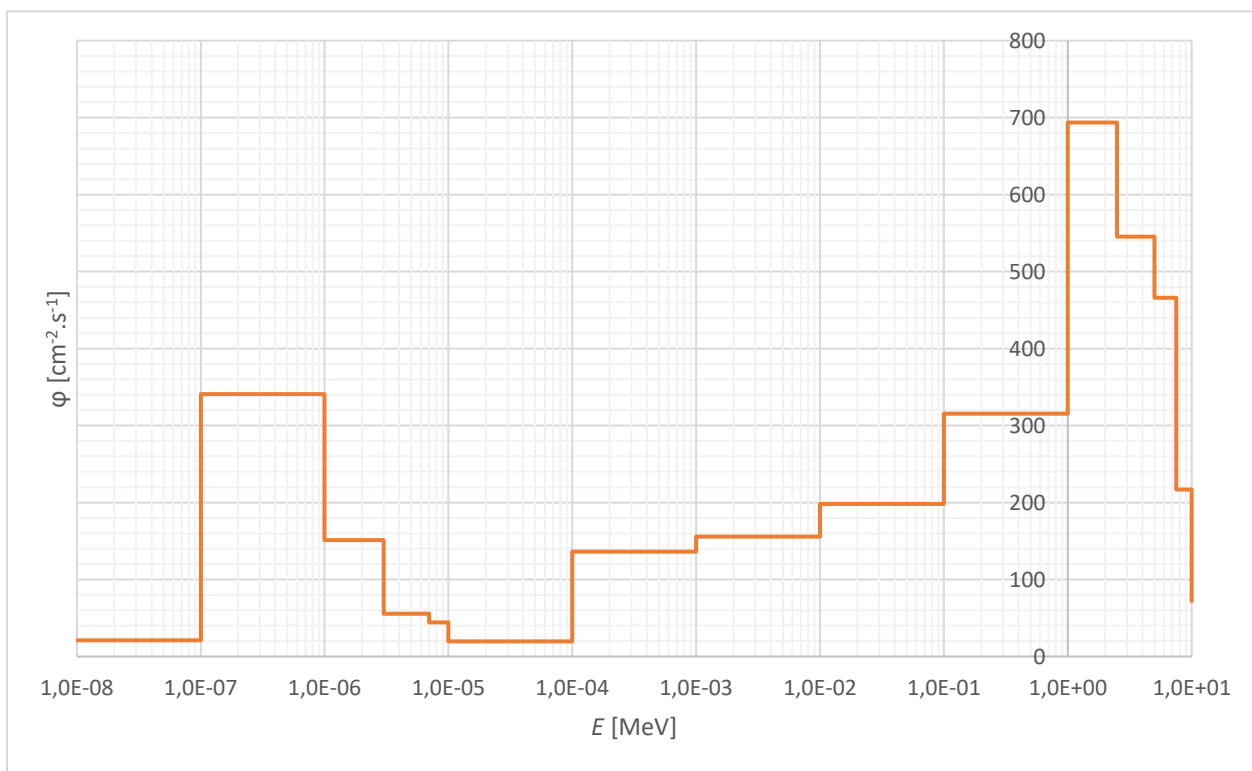
Obr. 5-16 - Graf hustoty neutronového toku pro HDPE na pozici 5

Z grafů jsou patrné vysoké moderační vlastnosti HDPE desek. Nemoderovaná část spektra detekovaná na pozici 0 již obsahuje větší množství pomalých neutronů, které pravděpodobně vznikají částečnou moderací uvnitř laboratorního standu. Na krátké vzdálenosti na pozici 1 dochází k zmoderování větší části spektra rychlých neutronů, které postupně přecházejí do oblasti pomalých energií. To je možné pozorovat postupným poklesem peaku rychlých neutronů o energiích v intervalu 1 až 10 MeV. Zároveň narůstá peak pomalých neutronů v intervalu energií 0,1 až 1 eV. Nejvíce převažují pomalé neutrony nad rychlými na pozici 3. V dalších pozicích již začíná převažovat absorpce a rozptyl neutronů mimo geometrii.

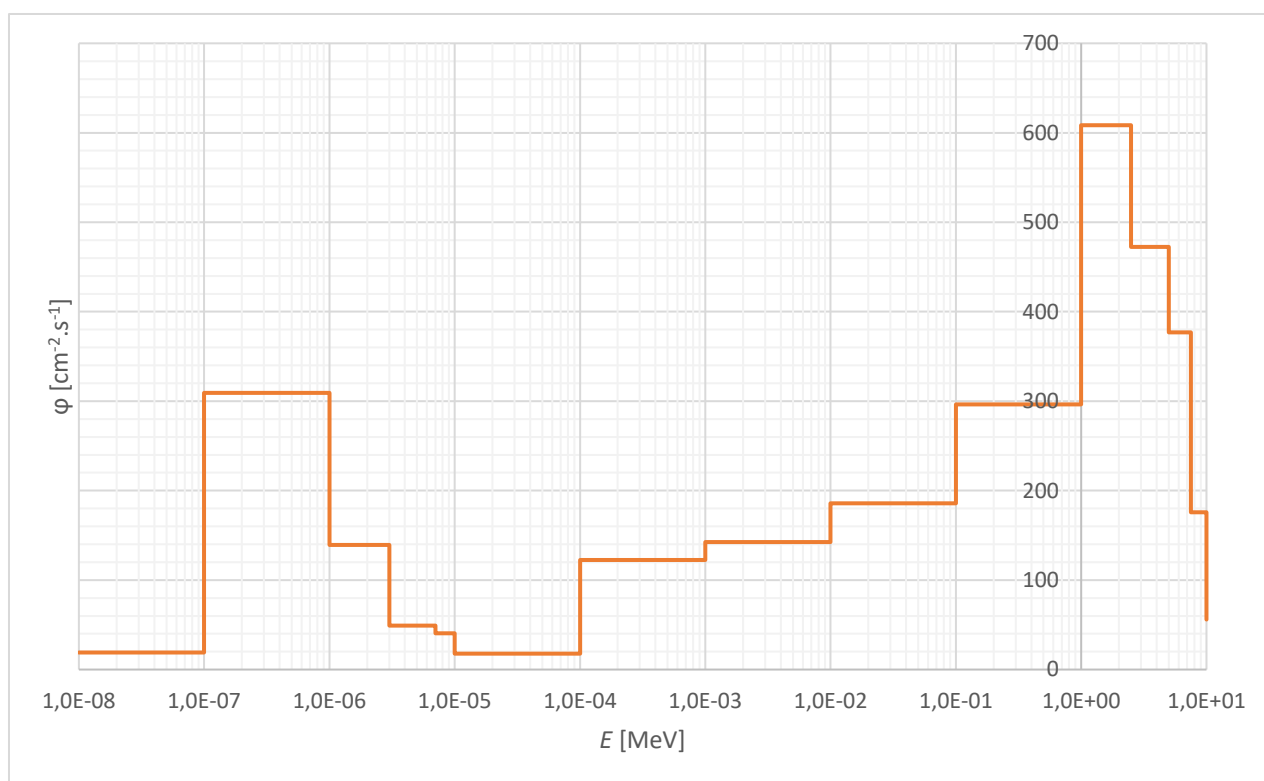
5.6.2 Výsledky pro grafitové desky



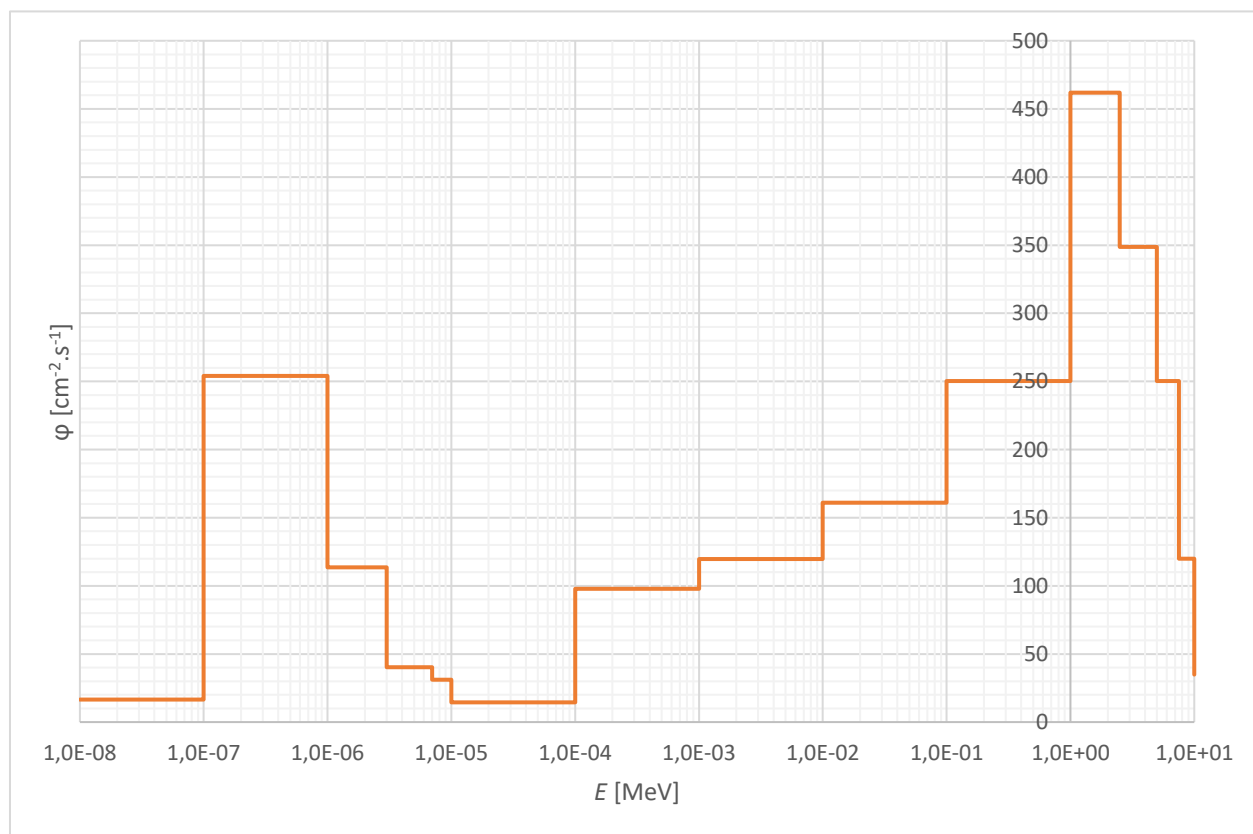
Obr. 5-17 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 0



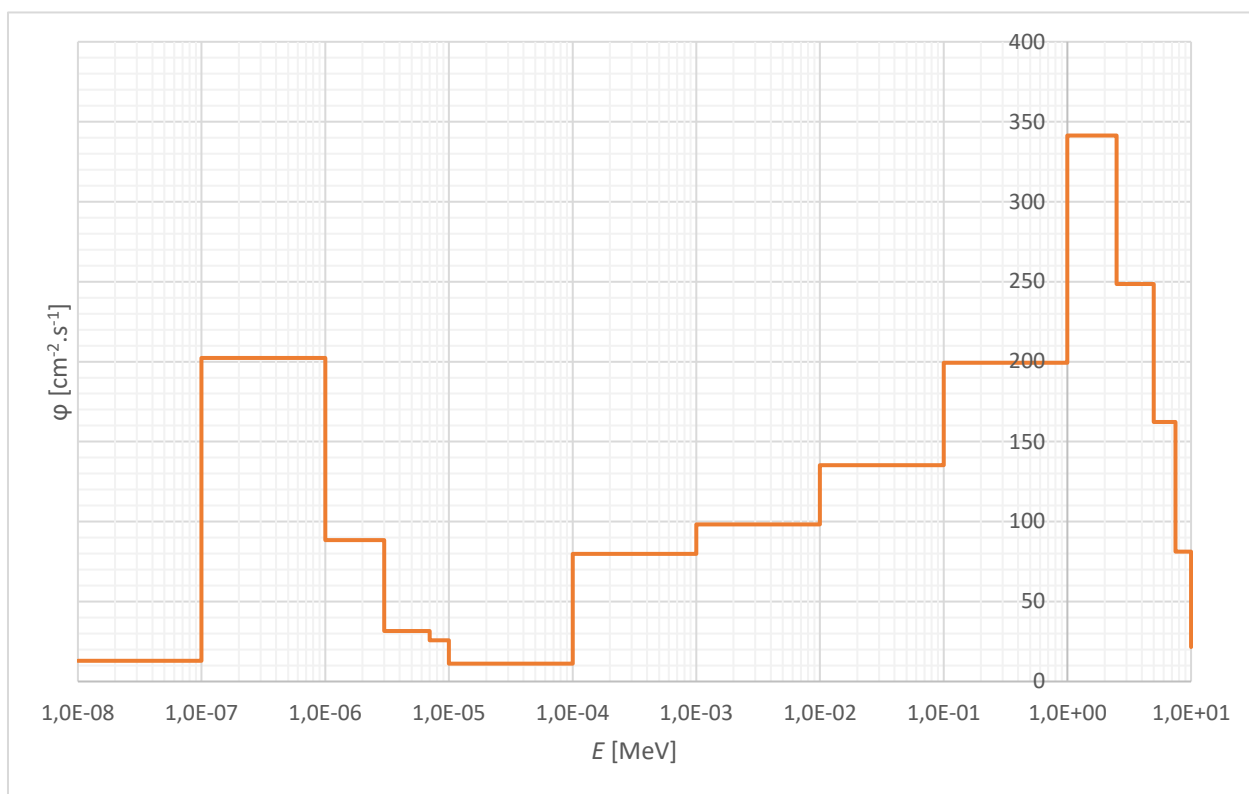
Obr. 5-18 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 1



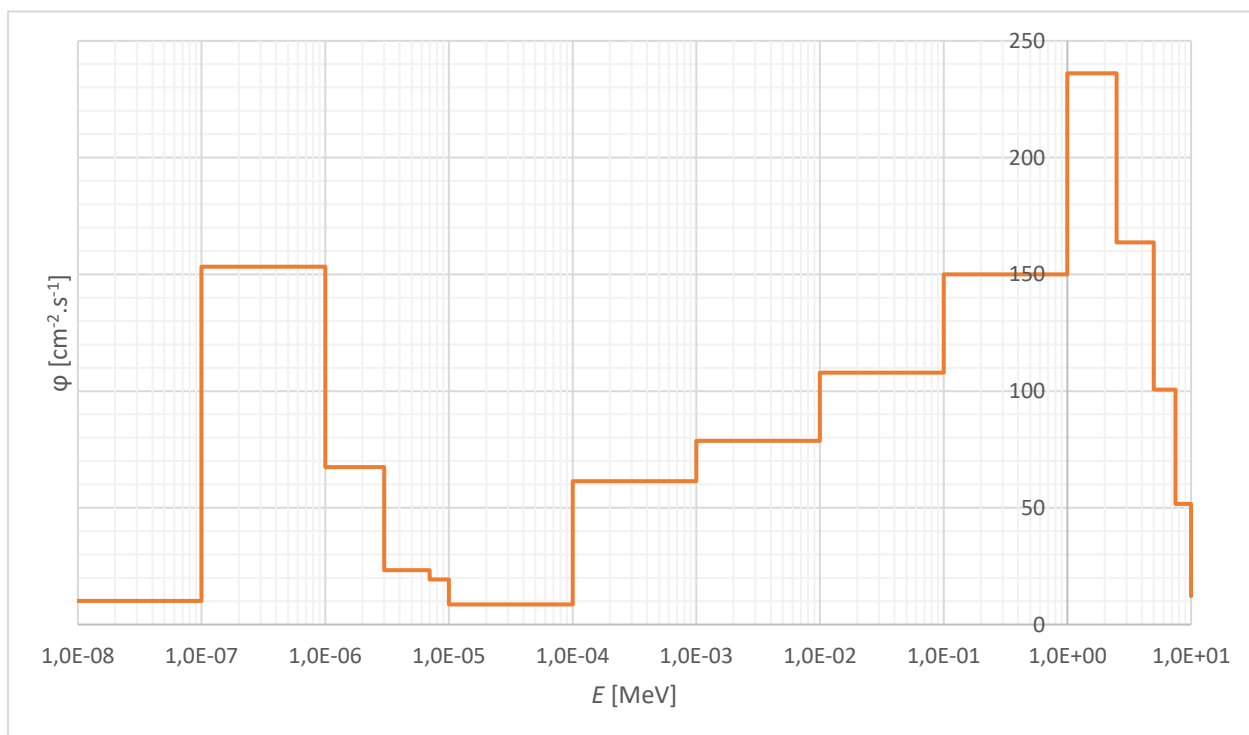
Obr. 5-19 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 2



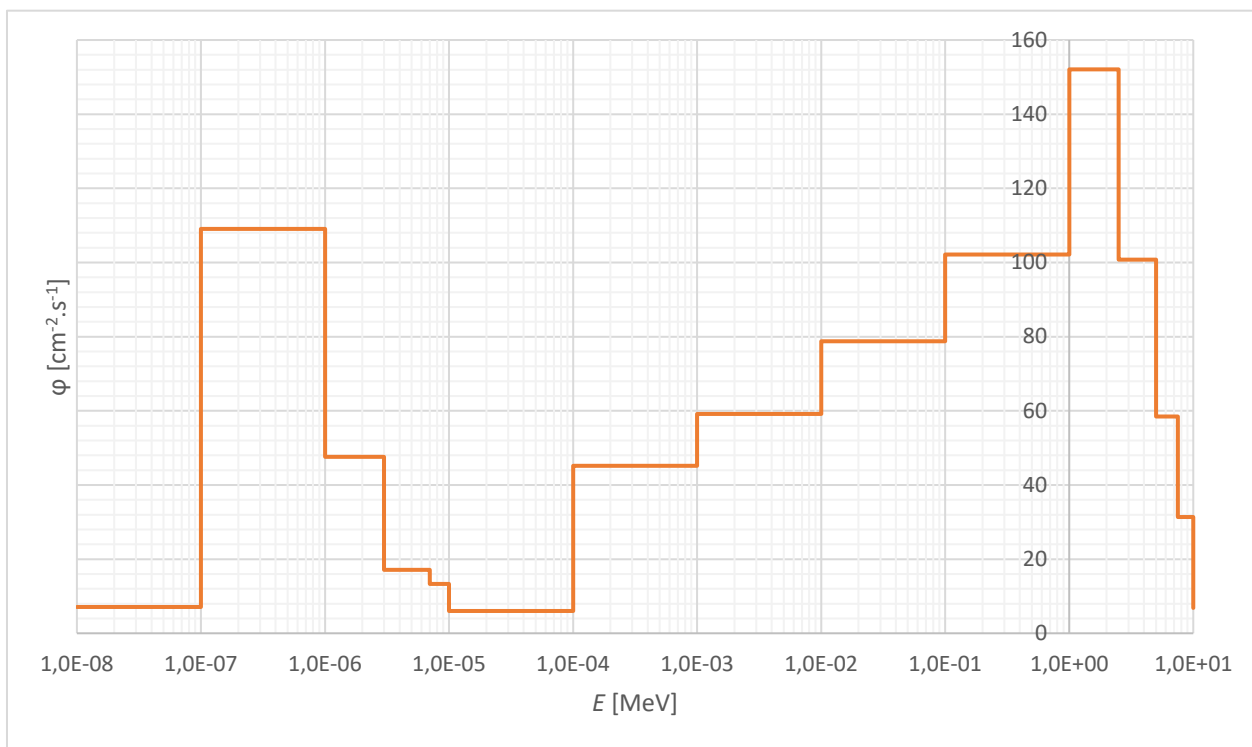
Obr. 5-20 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 3



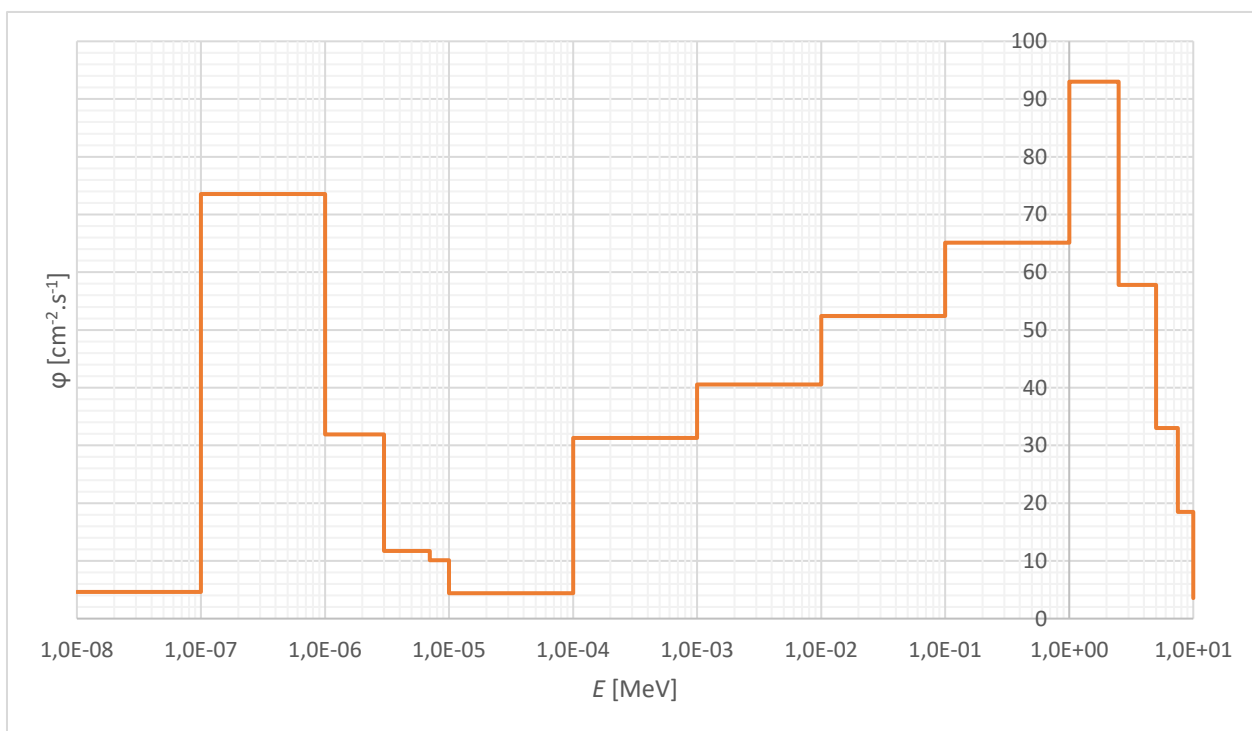
Obr. 5-21 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 4



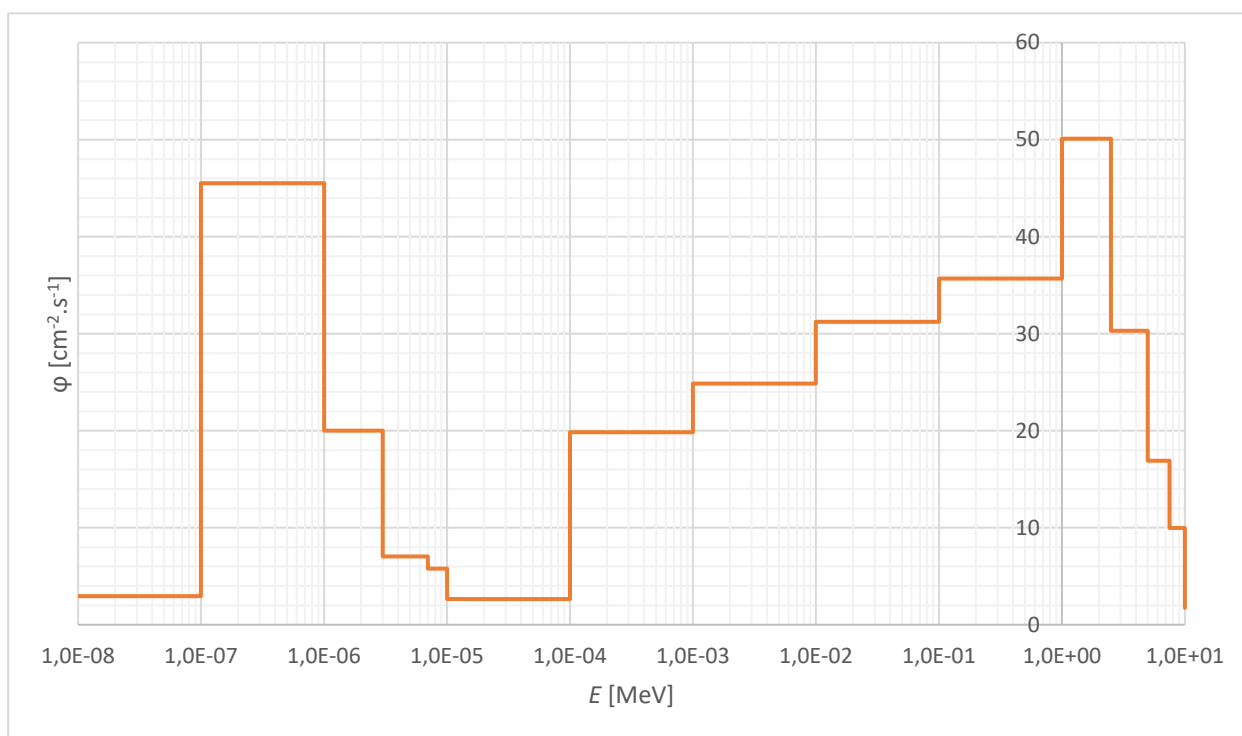
Obr. 5-22 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 5



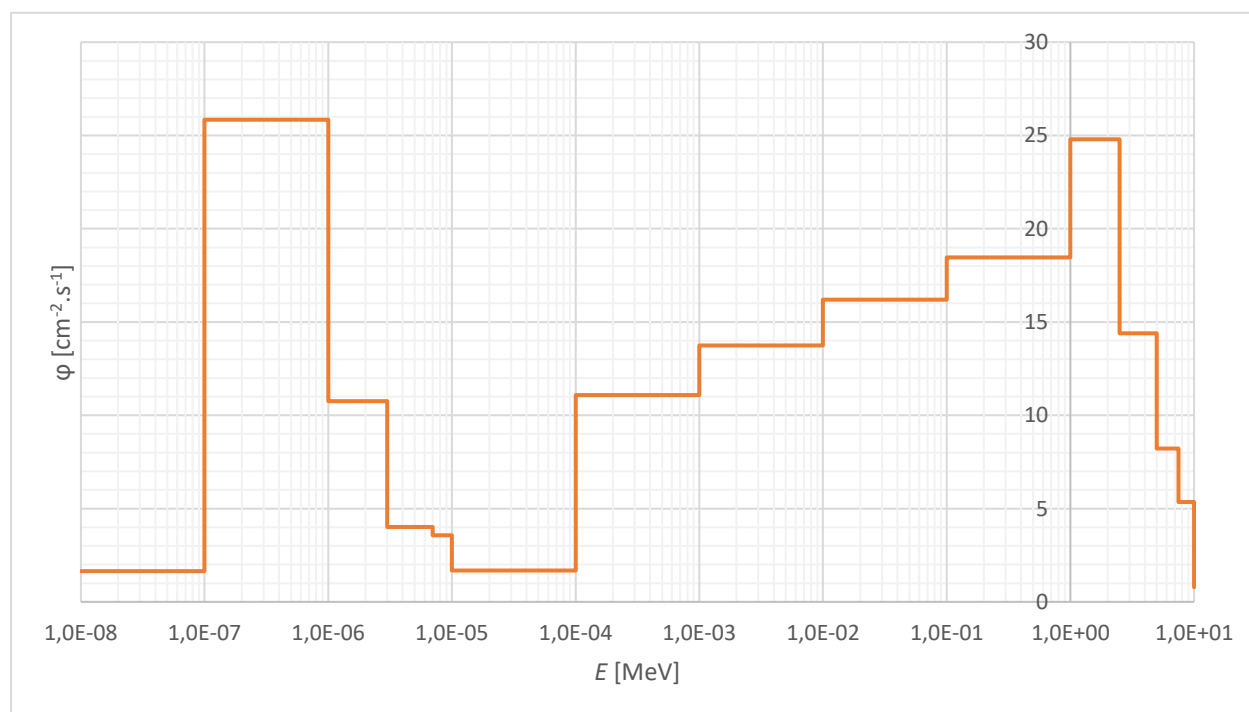
Obr. 5-23 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 6



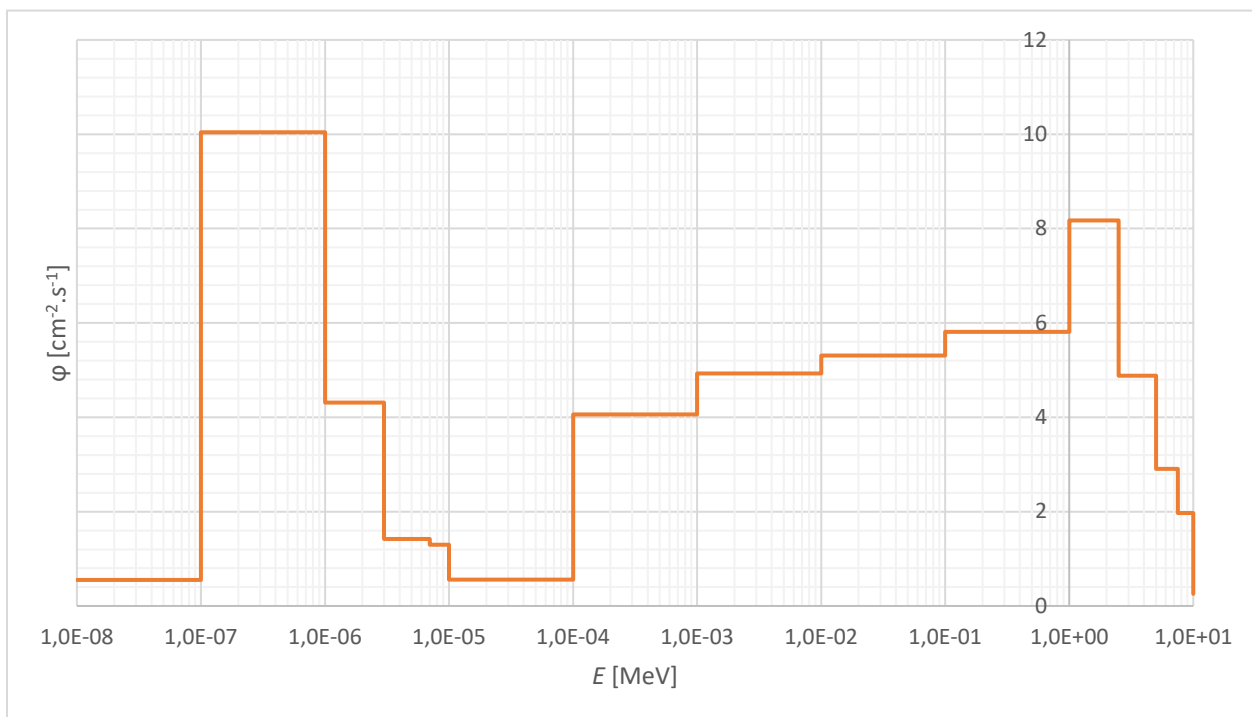
Obr. 5-24 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 7



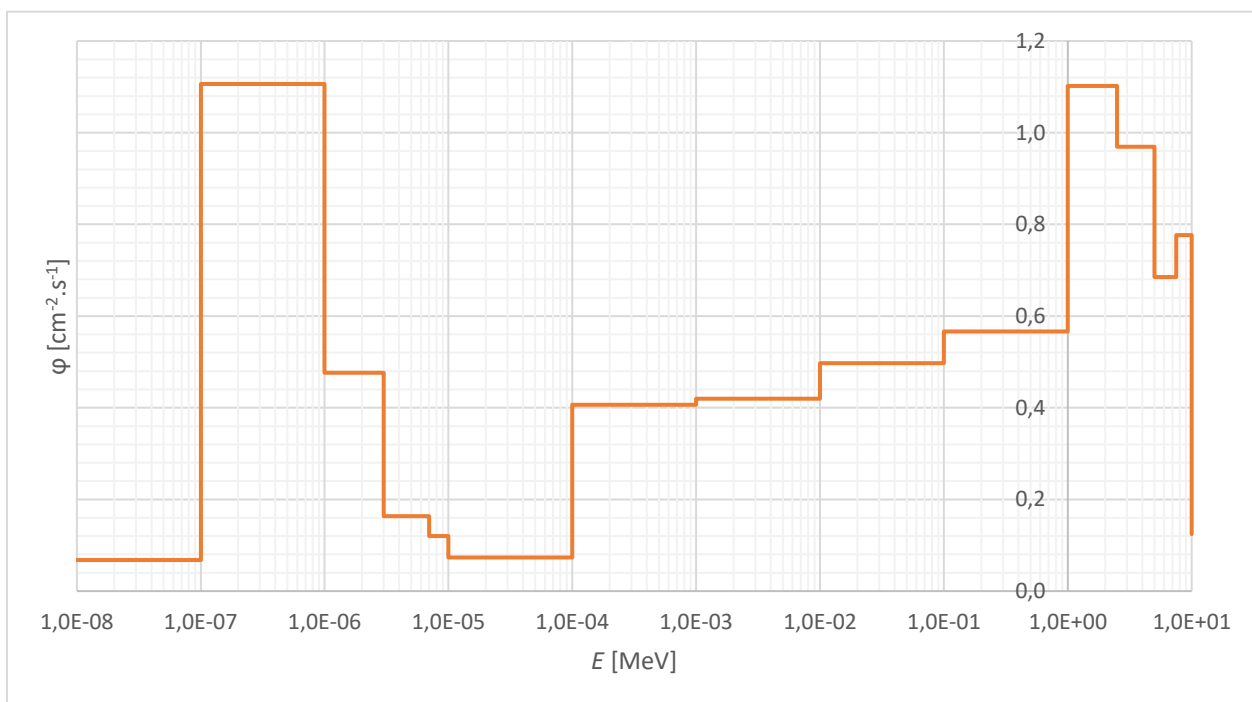
Obr. 5-25 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 8



Obr. 5-26 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 9



Obr. 5-27 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 10



Obr. 5-28 - Graf hustoty neutronového toku pro grafit na pozici 11

Výsledky průběhu energetického spektra hustoty neutronového toku poukazují na nižší moderační schopnosti grafitu. Nelze říci, že by v jakémkoliv místě sestavy došlo k jednoznačné převaze pomalých neutronů nad rychlými. Peak pomalých neutronů pomalu postupně narůstá a peak rychlých neutronů naopak klesá. Na poslední pozici je hustota neutronového toku již velmi nízká a prakticky lze tedy prohlásit, že došlo k úplnému odstínění neutronového toku.

6 ZÁVĚR

V teoretické části diplomové práce byly shrnuty nejčastěji používané neutronové zdroje. V laboratorních podmínkách stále nacházejí největší uplatnění radionuklidové zdroje založené na spontánním štěpení ^{252}Cf nebo na reakcích (α, n) či (γ, n) . Je to především z důvodu malých rozměrů, což umožňuje konstruovat kompaktní a často i mobilní zdroje, ale také širokého spektra generovaných neutronů. Zdroje neutronů jako jsou jaderné reaktory, urychlovače částic nebo spalační zdroje jsou vhodné spíše pro náročnější aplikace, kdy je potřeba generovat velké množství neutronů o vysokých energiích.

Detekční metody jsou zpravidla založeny na interakci neutronů s jádry atomů, přičemž vznikají nabitě částice, které jsou následně detekovány. Nejjednodušší způsob je použití detektorů využívajících reakce s ^{10}B , ^6Li nebo ^3He , kdy jsou následně detekovány produkty reakce, jejich počet odpovídá množství detektovaných neutronů. Pro měření vlastností neutronového pole je často využíváno neutronové aktivační měření, kdy je měřena aktivita radionuklidů vzniklých z reakcí s neutrony. Problém většiny detekčních metod tkví ve složité rekonstrukci neutronového spektra. Tento problém lze částečně vyřešit použitím spektrálních filtrů. Nejpresnější určení energie neutronů se dosáhne pomocí metody time-of-flight, kdy je měřena doba průletu částice po známé dráze. Tento způsob je však kvůli vysoké rychlosti neutronů velmi náročný na provedení.

Experimentální část diplomové práce zahrnuje návrh vhodných stínících materiálů pro postupné moderování hustoty neutronového toku laboratorního neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$. Po zvážení vlastností vhodných moderátorů byl vybrán zhuštěný polyethylén a grafit. Po výběru a stanovení tloušťky moderátoru byla vytvořena sestava z HDPE a grafitových desek. Při sestavování geometrie byly postupně proměřeny jednotlivé pozice pomocí plyných detektorů ^3He a BF_3 . Výsledky odpovídající počtu detekovaných částic jsou uvedeny v tab. 5-2 až 5-5.

Analýza neutronového toku byla provedena experimentálně pomocí aktivačních detektorů ze zlata a india. Z každého materiálu bylo sestaveno celkem šest vzorků. U HDPE desek byly vzorky umístěny na pozice, současně ozařovány a poté postupně odebírány pro následnou gama spektrometrii. U grafitových desek byla takto proměřena nejprve spodní polovina desek a po rozpadu indukovaných radionuklidů v detektorech naopak vrchní polovina desek. Po aktivaci proběhlo nabírání gama linek vzorků na polovodičovém HPGe detektoru. Analýza získaného gama spektra byla provedena v programu GAMWIN, čímž byly získány potřebné hodnoty pro výpočet reakčních rychlostí pro jednotlivé detektory. Výsledné vypočítané hodnoty jsou uvedeny v tab. 5-6 a 5-7.

Simulace v MCNP zahrnuje popis postupu při sestavování vstupního souboru, vytvoření geometrie podle skutečných rozměrů a definici výpočtu požadované hustoty neutronového toku v energetických intervalech. Celkem byly vytvořeny 4 kódy a každý byl podroben několikahodinovému výpočtu, který odpovídá nadefinovanému množství generovaných částic. Aby bylo možné porovnat výsledky simulace s experimentem, byly výsledné toky vynásobeny současnou emisivitou zdroje a účinnými průřezy pro jednotlivé intervaly. Součtem reakčních rychlostí přes energetické intervaly byly získány souhrnné reakční rychlosti na jednotlivých pozicích a jsou uvedeny v tab. 5-8 a 5-9.

Průběhy reakčních rychlostí získaných neutronovým aktivačním měřením a simulací jsou zobrazeny a porovnány na obr. 5-7 až 5-10. Z výsledků obou metod pro HDPE desky je patrný stejný průběh reakčních rychlostí v závislosti na pozici od zdroje. Porovnáním reakčních rychlostí pro indium lze vidět, že se liší přibližně o jeden řád. Příčina tohoto rozdílu nebyla jednoznačně

identifikována. Může se jednat o špatně vyčíslenou plochu vzorku, která byla použita pro simulaci, v důsledku jejich sestavování z několika tenkých fólií a drátů india. Výsledné reakčních rychlostí pro zlaté detektory, již korespondují s výsledky simulace. Porovnání výsledků pro grafitové desky již není tak jednoznačné. Zpočátku mají reakční rychlosti podobný sestupný trend, ale v polovině sestavy se výsledky rozcházejí. Lze vidět, že mezi pozicemi 5 a 6 došlo při experimentu k navýšení reakční rychlosti. Příčinou tohoto jevu je, že měření bylo provedeno nadvakrát pomocí šesti detektorů a je omezen efekt samostínění, kdy dochází ke ztrátě neutronů reakcemi s jádry detektoru. Simulace byla naprogramována pro dvanáct detektorů umístěných za sebou a na nejvzdálenějších pozicích se naplno projeví efekt samostínění. Tento problém lze nejlépe vyřešit při experimentu použitím plného množství aktivačních detektorů, které budou náraz ozařovány. Z důvodu časové tísně a nedostatku materiálu pro zlaté detektory však tato korekce již nebyla provedena a výsledky je nutné brát s rezervou. Trend naměřených hodnot reakčních rychlostí by po opravě měl korespondovat s výsledky simulace po celé délce.

Úpravou kódů v MCNP byla provedena simulace za účelem rekonstrukce energetického spektra hustoty neutronového toku v jednotlivých vrstvách stínícího materiálu. Výsledné průběhy jsou uvedeny na obr. 5-11 až 5-28. Desky z HDPE prokázaly velmi dobré moderační vlastnosti. Spektrum se vyznačuje vysokým obsahem pomalých neutronů již od první vrstvy stínícího materiálu. Se vzdáleností hustota neutronového toku klesá rozptylem částic do okolí. Na poslední pozici se vyskytuje ještě znatelné množství neutronů a nedošlo tedy k úplnému odstínění neutronového toku. Sestavu lze v budoucnu vylepšit přidáním několika dalších vrstev HDPE. Naproti tomu u grafitových desek dochází k postupnému přechodu rychlých neutronů k nižším energiím. Spektrum zpočátku obsahuje větší počet rychlých neutronů. V dalších vrstvách jejich počet klesá a spektrum se poté vyznačuje vyváženým množstvím pomalých a rychlých neutronů. Na poslední pozici se již nevyskytují prakticky žádné neutrony a neutronový tok byl tedy odstíněn. Detailnější tvar spektra by bylo možné získat nastavením většího množství energetických binů pro výpočet hustoty neutronového toku v MCNP.

Pro lepší ověření získaných spekter by bylo vhodné provést měření pomocí aktivačních detektorů se spektrálními filtry, což byl i jeden z původně zamýšlených cílů práce. Takto lze přiřadit průběhy spekter v jednotlivých vrstvách stínícího materiálu pouze na základě porovnání reakčních rychlostí získaných experimentem a simulací. Použitím filtrů se odstíní část neutronového spektra a následně se vypočítá spektrální index. Pro odfiltrování části tepelné oblasti neutronového spektra je vhodné použít materiály jako kadmium, gadolinium nebo hafnium. U rychlých neutronů je problém s nízkými účinnými průřezy reakcí v této oblasti energií. Většina materiálů je pro toto nevhodná, navíc při použití těchto filtrů by bylo zapotřebí vytvořit tlustou vrstvu okolo aktivačního detektoru, aby stínění mělo efekt. Jako použitelné materiály se jeví hliník nebo křemík. Měření by navíc pro oba filtry muselo postupovat s ozařováním po jedné vrstvě, což je velmi časově náročné. Porovnáním spektrálních indexů se zjistí poměrné zastoupení pomalých a rychlých neutronů. Touto metodou by bylo možné přiřadit výsledkům z neutronového aktivačního měření tvar neutronového spektra a porovnat s výsledky simulace.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] MUSÍLEK, L. Dozimetrie neutronů. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1998, 144 s.
- [2] MURRAY, Raymond L. a Keith E. HOLBERT. *Nuclear energy: an introduction to the concepts, systems, and applications of nuclear processes*. Seventh edition. Boston: Elsevier, 2015. ISBN 978-0-12-416654-7.
- [3] BAUER, G.S. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, : Physics and technology of spallation neutron sources [online]. 2001, , 505-543 [cit. 2020-01-02]. ISSN 0168-9002. Dostupné z: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020100167X>
- [4] JOYCE, M. J. *Nuclear Engineering: a conceptual introduction to nuclear power*. Oxford, United Kingdom: Butterworth-Heinemann, an imprint of Elsevier, [2018]. ISBN 978-008-1009-628.
- [5] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 3rd ed. New York: Wiley, c2000. ISBN 978-0-471-07338-3.
- [6] BAUMANN, T. Minicourse on experimental techniques at the NSCL neutron detection & spectroscopy. National Superconducting Cyclotron Laboratory. Michigan State University, East Lansing, Michigan; 2001.
- [7] LAMARSH, John R. a Anthony John BARATTA. *Introduction to nuclear engineering*. 3rd ed. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall, c2001. ISBN 02-018-2498-1.
- [8] BROOKS, F.D. a H. KLEIN. Neutron spectrometry—historical review and present status. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2002, 476 (1-2), 1-11 [cit. 2020-01-04]. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01378-X. ISSN 0168-9002. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020101378X>
- [9] Migration Length – Migration Area. Nuclear Power [online]. [cit. 2020-05-16]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/neutron-diffusion-theory/migration-length-migration-area/>
- [10] CHU, S.Y.F., L.P. EKSTRÖM a R.B. FIRESTONE. The Lund/LBNL Nuclear Data Search [online]. 1999 [cit. 2020-05-16]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
- [11] JELÍNEK, Martin. Analýza neutronového pole laboratorního AmBe zdroje s využitím měřicího stendu. Brno, 2017. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [12] Java-based Nuclear Data Information System. The Nuclear Energy Agency (NEA) [online]. Boulogne-Billancourt: OECD, 2018 [cit. 2020-05-16]. Dostupné z: <https://www.oecd-nea.org/janis/>
- [13] KRÁL, Dušan. Studium využití thoria v jaderných reaktorech řízených urychlovačem. Brno, 2017. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Ing. Miroslav Zeman.
- [14] ULLMANN, V. Detekce a aplikace ionizujícího záření. [online]. [cit. 2020-05-18]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm#5>

-
- [15] SCHOVÁNEK, Petr a Vítězslav HAVRÁNEK. Chyby a nejistoty měření [online]. 1. Olomouc: Portál moderní fyziky, b.r. [cit. 2019-05-17]. Dostupné z: <https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/download/vujtek/texty/pext2-nejistoty.pdf>
- [16] SHULTIS, J. K. a R. E. FAW. AN MCNP PRIMER. Dept. of Mechanical and Nuclear Engineering Kansas State University Manhattan, 2011.
- [17] MCNP® USER'S MANUAL Code Version 6.2. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 2017.
- [18] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY. NJOY – Nuclear Data Processing Code. [software] <https://njoy.lanl.gov/>
- [19] Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling. Pacific Northwest national laboratory, 2011. Dostupné také z: https://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-15870Rev1.pdf

PŘÍLOHA A: FOTODOKUMENTACE MĚŘENÍ



Obr. A-1 – Měření HDPE desek s aktivačními fóliemi



Obr. A-2 – Měření grafitových desek s aktivačními fóliemi



Obr. A-3 – Nabírání gama linek v HPGe detektoru